C.N.R.S.
A.O. 8776

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES
présentée
A L'UNIVERSITE PARIS VI

pour obtenir
le grade de Docteur Es-Sciences
par Gisèle BORDES

# Mésons vectoriels et facteurs de forme des nucléons

SOUTENUE LE 26 JUIN 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

PRESIDENT F. PERRIN

EXAMINATEURS R. NATAF, J.C. BIZOT, B. JOUVET

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Gisèle B O R D E S

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

---

Sujet de la thèse : Mésons vectoriels et facteurs de forme des nucléons.

Soutenue le : 26 Juin 1973.

devant la Commission d'Examen :

| | | |
|---|---|---|
| MM. | PERRIN | Président |
| | NATAF | Examinateur |
| | BIZOT | |
| | JOUVET | |

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

# R E M E R C I E M E N T S

Je dois une reconnaissance particulière à Monsieur le Professeur Francis PERRIN pour m'avoir accueillie dans son laboratoire du Collège de France et pour avoir accepté la présidence du jury.

A Messieurs les Professeurs J.C. BIZOT et R. NATAF qui ont bien voulu accepter d'être membres du jury, je tiens à exprimer ma sincère gratitude

J'exprime ma très vive reconnaissance à Monsieur B. JOUVET, Directeur de Recherches, qui m'a laissé la liberté de mener ce sujet difficile pour lequel ses conseils, l'appui de sa compétence, son intérêt et ses critiques m'ont beaucoup apporté.

Je remercie très sincèrement mes camarades de laboratoire, C.M. KARATCHENTZEFF, G. COCHARD, B. ROEHNER et J.C. LE GUILLOU pour leur aide.

Madame D. PIETE s'est chargée de dactylographier ce texte. Je la remercie du dévouement qu'elle a apporté à cette tâche.

°

° °

TABLE DES MATIERES


Introduction. 1

Chapitre I : Le courant électromagnétique des nucléons, introduction des facteurs de forme 4

Définitions : Facteurs de forme élastique $F_1$ et $F_2$ 5

Normalisation et Interprétation physique 6

Situation expérimentale 7

Formule de Rosenbluth 9

Données expérimentales, formule de Dudelzak 10

Lois phénoménologiques dipole, proportionalité 11

Interprétations théoriques : 11

Petit transfert, $\pi$, $\rho$, $\rho$ amélioré 11

Grand transfert, nucléon composé 16

Nucléon infiniment composé 18

Modèles statistiques 19

Chapitre II : Facteurs de forme isovectoriels 22

Théorie de perturbation, expression du facteur de forme, soustraction de $Z_3$ 22

Introduction des facteurs de coupure 35

Contraintes: méson $\rho$ composé 36

Comportement asymptotique, loi de proportionalité 37

Largeur du $\rho$ en $2\pi$ 41

Existence du $\rho$ instable 42

Discussion des modèles à deux mésons vectoriels 43

Tentative d'ajustement $\nu(q^2)$ 44

Chapitre III : Mésons isoscalaires 46

Rappels du mélange $\omega$ - $\varphi$ 47

Interaction des mésons vectoriels isoscalaires avec les autres particules 50

Calcul du propagateur $\omega$ - $\varphi$ angles de mélanges 51

Constantes de couplage habillées 59

Facteur de forme isoscalaire 63

Conclusion. 67

Références. 69

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548020_0008

# INTRODUCTION

Le problème de la compréhension de la structure électromagnétique des hadrons est un des problèmes apparemment les plus simples et les plus fondamentaux de la physique des hadrons. Cependant, après les premières approches théoriques des facteurs de forme des nucléons qui ont introduit les facteurs de forme isotopiques dominés par les mésons vectoriels, il est vite apparu que la contribution des mésons vectoriels supposés stables et élémentaires ne suffisait pas à en donner une explication même valable dans un domaine d'énergie limité. Le problème se pose de déterminer expérimentalement et d'expliquer théoriquement la structure plus profonde et plus complexe des nucléons.

La première partie de ce travail est une contribution à ce problème axée sur l'idée suivante :

- On peut considérer que le facteur de forme isovectoriel est conditionné d'une part par la présence du méson $\rho$ comme état intermédiaire et d'autre part par une structure plus profonde et encore mal connue et incomprise du nucléon. Mais, du fait que le méson $\rho$ est aussi couplé au nucléon, ses propriétés bien connues dépendent aussi de cette structure.

Il est alors possible, et c'est ce que nous établissons, d'obtenir une expression des facteurs de forme isovectoriels dans laquelle la contribution du $\rho$ (et de son habillage dynamique) peut être déterminée précisément et isolée du reste, inconnu, que l'expérience pourra déterminer au mieux et qu'il sera alors peut-être plus facile d'analyser et de comprendre théoriquement. Dans ce travail la structure du nucléon est représentée par un facteur de vertex $V(q^2)$ que nous prenons sous la forme $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}\right)^n$ le facteur de forme ayant alors pour expression :

$$F(q^2) = \mathcal{F}_\rho\left(\gamma_N^2,\ \mu_\rho^2,\ \{V(q^2)\}\right) \times V(q^2)$$

La fonction $\mathcal{F}$ est une expression explicite qui dépend seulement du méson $\rho$ et fonctionnellement mais de façon peu sensible de la forme exacte de $V(q^2)$. $\mathcal{F}$ est déterminée par les propriétés et données suivantes sur le méson $\rho$ .

1°/ - L'expérience donne la masse $\mu_\rho$ et la largeur $\Gamma_{\rho\pi\pi}$ c'est-à-dire la constante de couplage physique $g_W^2$.

2°/ - L'invariance de jauge impose le couplage universel du $\rho$ avec tous les hadrons (défini au sens de Kroll par la constante $g_K$) ; $g_K$ étant calculable en fonction de $\Gamma_{\rho\pi\pi}$ et dépendent faiblement de $V(q^2)$

3°/ - La nature composée du méson $\rho$. Cette contrainte fournit une limitation importante sur la masse caractéristique introduite dans le facteur de vertex.

4°/ - L'existence du méson $\rho$ comme résonance composée dans le système $\pi\pi$ fournit par ailleurs des contraintes entre cette masse $\Lambda$ et la puissance n du vertex. Notons que, avec l'hypothèse (3) et en tenant compte explicitement de l'habillage du $\rho$, $F_\rho$ ne tend pas vers zéro pour $q^2 \to \infty$ contrairement à toutes les approximations traitées dans la littérature et en particulier à celle établie par Gell-Mann et Zachariasen, qui ne coïncide avec notre expression qu'à basse énergie.

En ce qui concerne la fonction $V(q^2)$ :
Nous tenons compte des données expérimentales suivantes :

5°/ - La loi de proportionalité des facteurs de forme électrique et magnétique.

6°/ - Le comportement asymptotique au moins en $\frac{1}{q^4}$ des facteurs de forme à $q^2$ grand du genre espace.

Enfin $V(q^2)$ apparaissant dans nos calculs aussi bien à $q^2 < 0$ genre espace où cette fonction peut être mesurée que à $q^2 > 0$ dans les intégrales de dispersion d'habillage du $\rho$ nous utilisons :

7°/ - L'égalité du comportement asymptotique des fonctions de vertex pour $q^2 \to \pm\infty$

A partir des données expérimentales et compte tenu des limitations que nous obtenons, nous déterminons une expression de $V(q^2)$ et nous discutons sa relation avec divers modèles de la structure interne du nucléon.

La deuxième partie de la thèse est une tentative d'explication dynamique des propriétés du multiplet vectoriel de $SU_3$, et en particulier de calcul des brisures de symétrie de leurs masses et constantes de couplage. On utilise ici le fait que ces mésons sont supposés composés et en interaction universelle (avant brisure) avec les hadrons dont les masses sont connues, la violation de SU(3) de l'octet des mésons étant alors exprimée en fonction des violations de SU(3) des masses des autres hadrons.

Le formalisme utilisé est celui de la théorie des champs composés, la matrice constante de renormalisation des champs étant nulle. Cette méthode qui introduit d'une façon naturelle le modèle mélange de courant suivant la terminologie de Coleman et Schnitzer[50] conduit d'une part à une détermination en accord avec l'expérience du paramètre de mélange de l'octet et du singlet vectoriels, et d'autre part, pour les facteurs de forme à des corrections du modèle de la dominance vectorielle du même type que dans le cas isovectoriel.

# CHAPITRE I

## LE COURANT ELECTROMAGNETIQUE DES NUCLEONS
## INTRODUCTION DES FACTEURS DE FORME

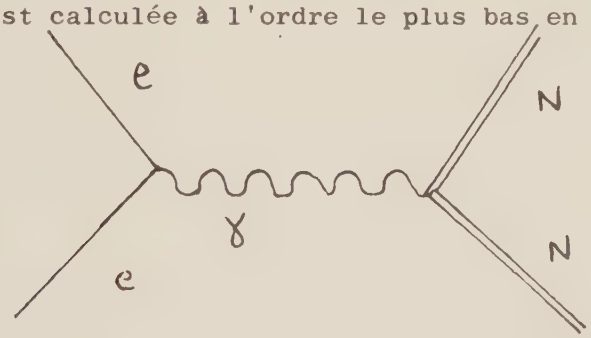
°

° °

L'étude de la structure électromagnétique des nucléons est fondée sur les expériences de diffusion élastique e-N qui ont été effectuées depuis Hofstater[1]. Les nombreuses expériences qui ont suivi ont permis d'atteindes des transferts de 25 $(GeV/c)^2$.

Calcul de la section efficace élastique électron-nucléon[2][3].

Dans le cadre du formalisme hamiltonien la section efficace de ce processus est calculée à l'ordre le plus bas en e selon le diagramme :




L'interaction entre le photon et les électrons est parfaitement connue en électrodynamique quantique où l'on a le hamiltonien :

$$H = j_\mu A_\mu$$

$A_\mu$ est le champ électromagnétique associé au photon,

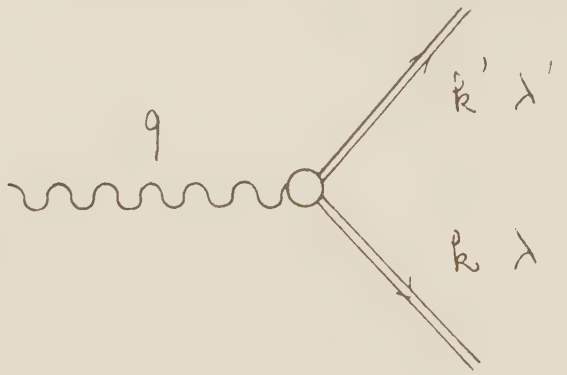
$j_\mu$ est le courant électromagnétique qui, pour les électrons, particules de spin 1/2 représentées par le champ de Dirac $\psi$, est donné par :

$$j_\mu = ie\ \bar{\psi}(x)\ \gamma^\mu\ \psi(x)$$

Au contraire pour les nucléons, proton ou neutron, l'interaction ponctuelle $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ ne représente qu'une partie de l'interaction du photon avec ces hadrons. Dans le cadre du formalisme du spin isotopique où le nucléon est un isospineur à deux composantes $\psi_N = \begin{pmatrix}\psi_p \\ \psi_n\end{pmatrix}$ le courant électromagnétique ponctuel se met sous la forme :

$$j^\mu = ie\ \bar{\psi}\ \gamma^\mu\ \frac{1+\tau_3}{2}\ \psi$$

On utilise les propriétés générales d'invariance de Lorentz et d'invariance par renversement du temps pour établir la forme la plus générale, invariante de jauge, du vertex électromagnétique du nucléon :




où k et k' sont les quadri-impulsions des deux nucléons $\lambda$ et $\lambda'$ leurs hélicités.

On cherche l'élément de matrice :

$$\langle k'\lambda' | J_\mu(x) | k\lambda \rangle$$

L'invariance de Lorentz montre que l'on peut écrire :

$$\langle k'\lambda' | J_\mu(x) | k\lambda \rangle = ie\, e^{-iqx}\, \bar{u}(k'\lambda')\, \Gamma_\mu\, u(k\lambda)$$

avec

$$\Gamma_\mu = \sum_\alpha I_\mu^\alpha\, G_\alpha(q^2)$$

où les $I_\mu^\alpha$ sont des covariants de Lorentz et les $G_\alpha(q^2)$ des fonctions scalaires qui ne dépendent que de $q^2$. Les nucléons étant libres, il y a trois $I_\mu^\alpha$ indépendants $\gamma_\mu$, $\frac{1}{2}[\gamma_\mu, q]$ et $q_\mu$ par exemple. En utilisant l'invariance par renversement du temps, l'on écrit le courant électromagnétique des nucléons :

$$(1)\quad \langle k'\lambda' | J_\mu | k\lambda \rangle = ie\, \bar{u}(k'\lambda') \left[ \gamma_\mu F_1(q^2) + i\left[\gamma_\mu, q\right] F_2(q^2) \right] u(k\lambda)$$

on vérifie que cette expression est invariante de jauge c'est-à-dire que :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \langle k'\lambda' | J_\mu(x) | k\lambda \rangle = -i\, q_\mu \langle k'\lambda' | J_\mu(x) | k\lambda \rangle$$

$$= 0$$

Normalisation et interprétation physique de facteurs de forme.

Dans le cas d'une interaction électromagnétique ponctuelle la constante de couplage est la charge électrique. Dans ce cas le couplage de Pauli induit disparaît et il ne reste que le couplage de Dirac en $\gamma_\mu$, par conséquent :

$$F_1^P(0) = 1 \quad , \quad F_1^N(0) = 0$$

l'opérateur moment magnétique est défini à partir du courant par :

$$\vec{\mathcal{M}} = \frac{1}{2}\int \vec{r} \wedge \vec{j}(x)\, d^3r \,.$$

à partir de l'expression (1), il vient :

$$\mathcal{M} = \frac{e}{2M}\, \chi_f^*\, \sigma\, \chi_i \left[ F_1(0) + F_2(0) \right]$$

où $\chi_f$ et $\chi_i$ sont des spineurs à deux composantes décrivant l'hélicité des nucléons au repos.

Par conséquent le moment magnétique du nucléon mesuré en unités $\frac{e}{2M}$ est donné par :

$$F_1(0) + F_2(0) = \mu$$

Le facteur de forme de Dirac est normalisé à l'unité pour le proton : il représente la partie normale du moment magnétique, par conséquent $F_2(0)$ mesure le moment magnétique anormal en unités $\frac{e}{2M}$

$$F_2(0) = \chi$$

On peut alors obtenir le rayon carré moyen de la distriburion de charge du proton :

$$\left\langle r^{2\,\text{Proton}}_{\text{charge}} \right\rangle = \left\langle r_1^{2\,P} \right\rangle + \frac{3\,\chi_P}{2M^2} + \frac{3}{4M^2}$$

et du neutron

$$\left\langle r^{2\,\text{neutron}}_{\text{charge}} \right\rangle = \left\langle r_1^{2\,N} \right\rangle + \frac{3\,\chi_N}{2M^2}$$

où

$$-\frac{1}{6}\langle r_1^2 \rangle = F_1'(0)$$

On définit des facteurs de forme physiques du nucléon par :

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \eta F_2(q^2)$$

(2)

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2) \qquad \eta = \frac{q^2}{4M^2}$$

$G_E$ est le facteur de forme de charge et $G_M$ le facteur de forme magnétique. Ce sont ces quantités qui sont le plus souvent données dans les articles expérimentaux et sur lesquels on vérifie diverses lois phénoménologiques.

Situation expérimentale.

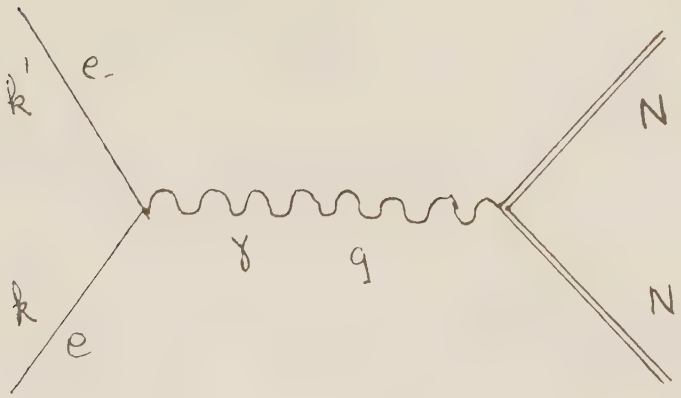
Les expériences de diffusion élastique électron-proton ont été faites soit avec un accélérateur linéaire, comme à Stanford et à Orsay, soit avec un synchrotron à électrons comme à Cornell et à Cambridge.

Formule de Rosenbluth.

L'analyse des résultats expérimentaux est effectuée à l'aide de la formule de Rosenbluth conséquence de l'approximation de Born électromagnétique :

$$d\sigma = d\sigma_{Mott}\left[A(q^2) + B(q^2)\,tg^2\frac{\theta}{2}\right]$$

Cette formule qui repose sur l'hypothèse de dominance du terme d'échange d'un photon dans la diffusion :




q = k - k'

M = masse du nucléon

m = masse de l'électron

s'obtient facilement à partir de

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{1}{\left[\Delta - (M+m)^2\right]\left[\Delta - (M-m)\right]}\,\mathcal{G}$$

où l'invariant de Lorentz $\mathcal{C}$ est donné par :

$$\mathcal{C} = \frac{1}{2\pi} \int_F (2\pi)^3 \delta^4(q+p-p_f) \frac{m^2}{2} \sum_{\text{spins des électrons}} \frac{M}{2} \sum_{\text{spins de la cible.}} \left| T(e+p \to e'+p') \right|^2$$

$S_F$ représente la sommation sur les polarisations et l'intégration d'espace de phase des particules finales.

Dans l'approximation d'échange d'un photon l'élément de matrice de la transition se factorise et l'on a :

$$T(e+p \to e'+p') = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(k'\sigma') \gamma^\mu u(k\sigma) \langle p' | J_\mu(0) | p \rangle$$

et donc l'invariant $\mathcal{C}$ peut aussi être écrit comme le produit de deux tenseurs :

$$\mathcal{C} = \frac{8\pi\alpha^2}{q^4} t^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

$$t^{\mu\nu} = \frac{m^2}{2} \sum_{\sigma\sigma'} \left[\bar{u}(k'\sigma') \gamma^\mu u(k\sigma)\right] \left[\bar{u}(k'\sigma') \gamma^\nu u(k\sigma)\right]^*$$

$$T^{\mu\nu} = \frac{M}{2} \sum_{\substack{\text{spins de} \\ \text{la cible}}} \int_F (2\pi^3) \delta^4(p+q-p') \langle p' | j_\mu(0) | p \rangle \langle p' | J_\nu(0) | p \rangle^*$$

$t^{\mu\nu}$ se calcule aisément :

$$t^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} q^2\right]$$

Le tenseur hadronique $T_{\mu\nu}$ est la quantité qui rend compte de la structure du nucléon, elle est à nouveau restreinte par les lois de conservation

$$T_{\mu\nu} = \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} V_1(q^2) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} V_2(q^2)$$

En termes des deux invariants $I_1$ et $I_2$ définis par :

$$I_1 = \frac{P_\mu P_\nu}{M^2} t^{\mu\nu} = \frac{1}{M^2}(pk)(pk') - \frac{1}{4}q^2$$

$$I_2 = \frac{1}{2} g_{\mu\nu} t^{\mu\nu} = \frac{1}{4}\left(q^2 - 2m^2\right)$$

La section efficace différentielle a la forme :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{1}{\left[s-(M+m)^2\right]\left[s-(M-m)^2\right]} \frac{8\pi\alpha^2}{q^4}\left\{V_1(q^2)\, I_1 + V_2(q^2)\, I_2\right\}$$

dans le système du laboratoire les invariants $I_1$ et $I_2$ s'écrivent :

$$I_1 = \frac{1}{2}\left(EE' + kk'\cos\theta + m^2\right)$$

$$I_2 = \frac{1}{2}\left(EE' - kk'\cos\theta - 2m^2\right)$$

Sauf dans la direction exacte de l'avant la masse du lepton peut être négligée et l'on obtient les expressions simplifiées :

$$I_1 = EE'\cos^2\theta/2$$

$$I_2 = EE'\sin^2\theta/2$$

avec

$$q^2 = 4EE'\sin^2\theta/2$$

d'où la formule de Rosenbluth :

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{M^2 q^4}\frac{E'}{E}\left\{\cos^2\frac{\theta}{2} V_1(q^2) + \sin^2\frac{\theta}{2} V_2(q^2)\right\}$$

On a :

$$V_1(q^2) = \left(F_1(q^2)\right)^2 + \frac{q^2}{4M^2}\left(F_2(q^2)\right)^2$$

$$V_2(q^2) = \frac{q^2}{2M^2}\left[F_1(q^2) + F_2(q^2)\right]^2$$

pratiquement les articles expérimentaux utilisent le rapport $\frac{d\sigma}{d\sigma_{Mott}}$ pour déterminer les facteurs de forme $F_1$ et $F_2$ ou $G_E$ et $G_M$ et les résultats sont réunis dans plusieurs articles de congrès dont le plus récent de Wilson à Cornell (71)[4].

Propriétés observées des facteurs de forme.

Les données expérimentales obtenues par Hand et coll. (6).

Albrecht et coll[7] (GEP et GMP, $1 < q^2 < 9 (GeV/c)^2$).

Coward et coll.[8] (GMP, $1 < q^2 < 25 (GeV/c)^2$).

Berkelman et coll.[9] (GEP, GMN, $0 < q^2 < 2 (GeV/c)^2$).

Hughes[10] (GEP, GMN, $0 < q^2 < 1 (GeV/c)^2$).

Dudelzak et coll.[11] (GEP, GMP, $0 < q^2 < 0,5 (GeV/c)^2$).

Akerlof et coll.[12] (GEN, GMN, $0 < q^2 < 2 (GeV/c)^2$).

Budnitz et coll.[13] (GEN, GMN, $1 < q^2 < 5 (GeV/c)^2$).

Dunning et coll.[14] (GEN, GMN, $.4 < q^2 < 4 (GeV/c)^2$).

Janssens[15] (GMP, O, $155 < q^2 < 1,1 (GeV/c)^2$).

(GEP GEN et GMP, GMN sont les quantités définies par (2) respectivement pour le proton et le neutron).

obéissent à deux lois phénoménologiques bien vérifiées expérimentalement.

$$G_{EP}(q^2) = \frac{G_{MP}(q^2)}{\mu_P} = \frac{G_{MN}(q^2)}{\mu_n} \simeq G_D$$

$$G_{EN}(q^2) = 0$$

où $$G_D = \frac{1}{(1 + q^2/0,71)^2}$$

La formule dipolaire n'a pas de base théorique mais est un ajustement phénoménologique raisonnablement bon.

Dans la confrontation de la formule que nous avons obtenue avec l'expérience nous avons utilisé l'ajustement obtenu par Dudelzak[5], qui détermine les paramètres d'une formule à deux pôles, rendant très bien compte d'une façon commode des données expérimentales provenant d'un grand nombre d'expériences sur les facteurs de forme $G_{E,M}$ du neutron et du proton.

Il obtient les facteurs de forme isovectoriels :

$$G_E^V = \frac{1}{2}\left[\frac{14,3}{1+\frac{q^2}{14,5}} - \frac{13,3}{1+\frac{q^2}{15,7}}\right]$$

et

$$G_M^V = 2,353\left[\frac{11,7}{1+\frac{q^2}{14,5}} - \frac{10,7}{1+\frac{q^2}{15,7}}\right]$$

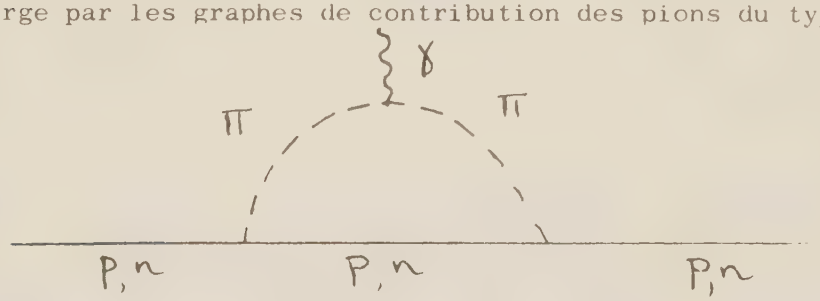
où $q^2$ est exprimé en $(\text{fermi})^{-2}$.

Interprétations théoriques des facteurs de forme.

Contribution des pions.

Le méson $\pi$ a été introduit théoriquement (avant d'être observé expérimentalement) afin de rendre compte de la portée des forces nucléaires. La première grandeur mesurée expérimentalement pour le neutron et le proton est le rayon de charge électrique qui comme nous l'avons vu est proportionnel à la dérivée première de $F_1$.

La première idée, en 1950, fut de rendre compte de ce rayon de charge par les graphes de contribution des pions du type




Cependant cette interprétation conduirait pour le proton et le neutron à des rayons carrés moyens égaux en valeur absolue et de l'ordre de la longueur d'onde Compton du méson $\pi$. L'observation expérimentale de valeurs différentes conduisit à l'introduction des rayons de charge d'isospin dominés par des mésons vectoriels. On définit les rayons de charge isoscalaires et isovectoriels qui correspondent respectivement aux états intermédiaires à

$3\pi$ et $2\pi$ ; expérimentalement on observe

$$\langle r^2 \rangle_1^S \approx \langle r^2 \rangle_1^V$$

ce qui impliquerait des contributions égales inexplicables étant donné la structure totalement différente des graphes à deux et trois $\pi$. C'est ce qui conduisit à supposer que les pions forment des états résonants le $\rho$ isovectoriel et le $\omega$ isoscalaire[18][19]. Comme le pion ces mésons introduits pour expliquer la structure e.m. du nucléon furent observés ultérieurement.

Contribution des mésons vectoriels.

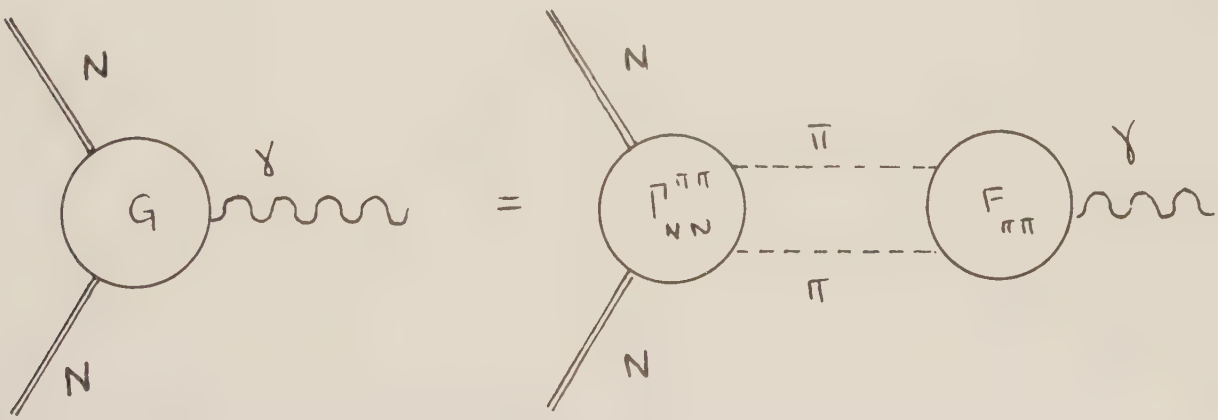
Facteur de forme isovectoriel.

Dans ce cas les mésons $\pi$ du nuage des nucléons forment un état résonant le méson $\rho$ dont les caractéristiques sont bien connues.

Dans la relation de dispersion :

$$G(q^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\rho(x)\, dx}{q^2 + x^2}$$

utilisée avec une soustraction par Frazer et Fulco[20] la fonction spectrale est obtenue en terme des amplitudes de diffusion $\pi\pi \longrightarrow N\bar{N}$ où l'on tient compte des contributions du nucléon et du $\Delta(1236)$ (ou de rediffusion), et du facteur de forme du pion dominé par la résonance $\rho$ :




ce qui conduit essentiellement à un bon ajustement du facteur de forme magnétique pour les petites valeurs du transfert.

Dans les modèles du $\rho$ dominant on suppose que le méson de largeur nulle contribue par une fonction $\delta$ à la fonction spectrale du facteur de forme tandis que les autres contributions sont supposées être simulées par une constante de soustraction ajustée de manière à reproduire

pour $q^2 = 0$ la normalisation correcte - On obtient alors les formules de Clémentel et Villi[21] :

$$F_1^V = 0,5 \left[ 1 + \frac{\gamma}{1 + q^2/e^2} \right]$$

$$F_2^V = 2,353 \left[ 1 + \frac{5}{1 + q^2/e^2} \right]$$

Cependant la décroissance avec $q^2$ de ces expressions n'est pas assez rapide.

Facteurs de forme isoscalaires.

Le même type de formules s'établit pour les facteurs de forme isoscalaires en tenant compte des deux mésons vectoriels isoscalaires.

Formule de Gell-Mann Zachariasen. Méson $\rho$, composé.

Etant donné l'importance jouée par l'introduction du méson $\rho$ dans la compréhension de la structure électromagnétique des nucléons, il paraît nécessaire de tenir compte de toute l'information que l'on peut avoir sur cette particule en particulier sa largeur importante et le fait qu'elle est composée comme l'indique l'existence d'une trajectoire de Regge(*). Entre la complexité du traitement dynamique de Frazer et Fulco avec les relations de dispersion et la simplicité de l'approche de mésons vectoriels de Sakurai[22] selon laquelle le méson couplé au courant de spin isotopique domine le facteur de forme, le lien a été fait par Gell-Mann et Zachariasen[23] qui montrent que la résonance dynamique est un cas particulier de la théorie du méson vectoriel dans la cas où sa masse nue est infinie.

Le dénominateur de l'amplitude de diffusion dans le modèle de Zachariasen, en présence d'un méson instable (dans l'onde S par simplicité) s'écrit :

---

(*) Nous employons le terme "composé" dans le sens de l'existence d'une déductibilité[45] des paramètres de la particule. Cette déductibilité qui découle de l'équation $Z_3 = 0$ dans l'optique que nous utilisons se présente expérimentalement, actuellement, sous la forme de la caractérisation de plusieurs particules par les paramètres d'une trajectoire de Regge[51][53][54]. L'équivalence entre l'annulation des constantes de renormalisation et l'appartenance de la particule à une trajectoire de Regge a été établie par Kaus et Zachariasen[52].

$$\bar{D}(s) = 1 + \frac{\bar{\lambda}}{16\pi^2}(s - s_0)\int_{4\mu^2}^{\infty}\left(\frac{s' - 4\mu^2}{s'}\right)^{1/2}\frac{ds'}{(s' - s_0)(s' - s)}$$

$$+ \frac{R}{s - m_{\sigma_0}^2}\left(\frac{s_0 - s}{s_0 - m_{\sigma_0}^2}\right)$$

On a fait une soustraction à $s = s_0$, $m_{\sigma_0}$ est la masse nue du méson, $R < 0$.

Il y a alors un zéro de $\mathrm{Re}\,D(s)$ à $s = m_\sigma^2$.

Si $m_\sigma^2 > 4\mu^2$

$$\mathrm{Im}\,\bar{D}(m_\sigma^2) = \frac{\bar{\lambda}}{16\pi}\left(\frac{m_\sigma^2 - 4\mu^2}{m_\sigma^2}\right)^{1/2}$$

et le déphasage passe par $\frac{\pi}{2}$ à $m_\sigma^2$. Il y a donc une résonance.
On définit la constante de couplage renormalisée de la particule instable

$$\frac{1}{g^2} = \frac{d}{ds}\,\mathrm{Re}\left(\frac{1}{T(s)}\right)\Bigg|_{s = m_\sigma^2} \qquad (3)$$

et l'on peut écrire l'amplitude de diffusion sous la forme

$$T(s) = \frac{\dfrac{g^2}{m_\sigma^2 - m_{\sigma_0}^2} + \dfrac{g^2}{s - m_\sigma^2}}{D(s)}$$

D(s) a la même forme que dans le cas stable mais a un pôle à $m_\sigma^2$ et donc T(s) passe par une résonance à $m_\sigma^2$
Le cas dynamique est retrouvé quand la masse nue est infinie, la constante de couplage étant définie par (3).
La généralisation au cas de l'onde P conduit à la même conclusion.
Les facteurs de forme

$$F_{1,2}^{V}(s) = \frac{m_\rho^2}{m_{\rho_0}^2}\left(\frac{s - m_{\rho_0}^2}{s - m_\rho^2}\right)\frac{F_{1,2}^{\rho}(s)}{F_{1,2}^{\rho}(0)}$$

se réduisent alors à :

$$F_{1,2}^{V}(s) = \frac{-m_\rho^2}{s - m_\rho^2}\,\frac{g_{\rho NN}}{g_\rho}\,F_{1,2}^{\rho}(s)$$

En négligeant la dépendance en s de $F_{1,2}^{\rho}$, on établit :

$$F_{1,2}^{V}(s) \sim \frac{-m_\rho^2}{s - m_\rho^2}$$

La confrontation de cette formule avec les données expérimentales, qui comme nous l'avons vu, décroissent comme $\frac{-1}{q^4}$ avec $q^2$ croissant conduit à un désaccord.

Tentatives d'amélioration(*).

Les tentatives pour résoudre ce problème en continuant de tenir compte de la contribution du méson $\rho$ sont de trois types :

a). Introduction de mésons vectoriels supplémentaires hypothétiques
Une décroissance en $\frac{1}{q^4}$ du facteur de forme isovectoriel peut être obtenue en présence de deux mésons vectoriels de masses voisines et de constantes de couplage à peu près égales et opposées :

$$F(q^2) \sim \left[\frac{1}{q^2 + \rho^2} - \frac{1}{q^2 + \rho'^2}\right] = \frac{\rho'^2 - \rho^2}{(q^2 + \rho^2)(q^2 + \rho'^2)}$$

l'on n'a pas observé ce $\rho'$

---

(*) Nous montrerons dans le chapitre II que si l'on tient compte des corrections à la formule de Gell-Mann et Zachariasen qui proviennent des termes d'habillage du $\rho$ -et donc qui décrivent dans la région du genre espace la contribution des états intermédiaires à deux particules entre les nucléons et la particule vectorielle - il n'est plus possible de retrouver la dépendance en $\frac{1}{q^4}$ des facteurs de forme par l'inclusion de ces termes qu'ils proviennent d'un second méson vectoriel ou d'un effet des états à plusieurs particules.

b). Facteur de vertex $V N \overline{N}$

On peut obtenir une décroissance plus rapide des facteurs de forme en n'introduisant que les mésons vectoriels connus mais des facteurs de forme supplémentaires aux vertex mésons vectoriels - nucléons[25][24][26].

Les facteurs de forme électromagnétique deviennent alors :

$$G_M^V = \frac{A\rho}{1 + \frac{q^2}{m_\rho^2}} \times \frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda_\rho^2}}$$

King Yueng Ng[25] a obtenu un bon ajustement des données expérimentales isoscalaires et isovectorielles entre 0 et 25 $(GeV/c)^2$ avec 5 paramètres libres.

c). Inclusion de la coupure.

Le modèle de Drago et Di Vecchia[19] et de Jengo et Remiddi[20] fondés sur une analogie avec le modèle de Veneziano des interactions fortes représentent une tentative de tenir compte de la remarque que les singularités les plus proches ne peuvent pas rendre compte du comportement des facteurs de forme à $q^2$ grand du genre espace.

Le fait que l'on n'ait pas observé ces mésons supplémentaires et qu'une dépendance du vertex en $\frac{\Lambda^2}{q^2 + \Lambda^2}$ ne soit pas expliquée a conduit à renoncer à ces modèles au profit des modèles de grand transfert.

Modèles de grand transfert.

La constante de renormalisation $Z_1$ est définie en termes de la limite à transfert d'impulsion nul du vertex $\Gamma_\mu$ avec les nucléons sur couche :

$$\bar{u}(p)\, \Gamma_\mu(p,p)\, u(p) = Z_1^{-1}\, \bar{u}(p)\, \gamma_\mu\, u(p)$$

on définit le vertex renormalisé pour qu'à transfert d'impulsion nul il tende vers le vertex d'une particule libre :

$$\Gamma_\mu(p',p) = Z_1^{-1}\, \Gamma_\mu^{Ren}(p',p)$$

avec $$\Gamma_\mu^{Ren}(p,p) \longrightarrow \gamma_\mu \quad \Big| \not{p} \to m$$

L'intégrale[55] qui définit $\Gamma_\mu^{Ren}$ est convergente, tandis que celles qui définissent $\Gamma_\mu$ et $Z_1$ sont divergentes et nécessitent l'introduction d'un facteur de coupure $\frac{\Lambda^2}{\delta + \Lambda^2}$. En faisant tendre $\Lambda^2$ vers l'infini on établit :

$$\lim_{q^2 \to \infty} \Gamma'(q^2) = Z_1$$

Donc pour $q^2 \longrightarrow \infty$ le vertex tend vers la constante de renormalisation $Z_1$ qui par l'identité de Ward $\Gamma_\mu(p,p) = \frac{\partial}{\partial p_\mu} S_F^{-1}(p)$ est égale à la constante de renormalisation du nucléon $Z_2$ définie par :

$$S_F^{ren}(p) = \frac{Z_2}{i\not{p} + m}$$

$$\bar{u}(p)\, q_\mu \Gamma_\mu(p',p)\, u(p) = \bar{u}(p)\, S_F^{-1}(p')\, u(p)$$

$$\frac{\partial}{\partial q_\alpha}\left(\bar{u}(p)\, q_\mu \Gamma_\mu(p',p)\, u(p)\right) = \frac{\partial}{\partial q_\alpha}\left(\bar{u}(p)\, S_F^{-1} u(p)\right)$$

$$Z_1^{-1}\, \bar{u}(p)\, \gamma_\mu\, \bar{u}(p) = Z_2^{-1}\, \bar{u}(p)\, \gamma_\mu\, u(p)$$

On obtient $Z_2 = 0$ si le vertex tend vers zéro quand $q^2 \longrightarrow \infty$ ce qui établit la nature composée du nucléon (Réf. 54 page 194)
On utilise donc des modèles du nucléon composé pour prédire le comportement en $q^2$ des facteurs de forme.

(1) le modèle des quarks,

(2) les modèles de théorie des champs où l'on fait des hypothèses variées sur le nombre et la nature des constituants du nucléon pour obtenir le comportement asymptotique des facteurs de forme :

a) le nucléon composé d'un nombre fini de particules,

b) le nucléon infiniment composé,

(3) les modèles statistiques.

1. Dans le modèle des quarks non relativiste avec la statistique de Fermi qui prédit la proportionnalité $G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu_p}$ Morpugo[29] obtient

la formule dipolaire améliorée en supposant pour la densité de charge du proton une expression formée de la différence de deux exponentielles à trois paramètres.

Relation entre la nature composée du nucléon et la décroissance en $q^2$.

Si l'on décrit le nucléon composé par un modèle de théorie du potentiel où il est formé de deux particules liées par un potentiel V(r) statique, central, le facteur de forme de charge est défini comme la transformée de Fourier de la densité de charge :

$$F(q) = \int d^3r \, e^{iqr} \, |\psi(r)|^2$$

On peut relier le comportement asymptotique du facteur de forme à la valeur de $r\psi^2(r)$ à r = 0 donc à la singularité du potentiel à r = 0. La fonction d'onde est constante ou nulle pour $r \to 0$ et avec $r\,\psi^2(r) = g(r)$ le facteur de forme à l'infini s'écrit :

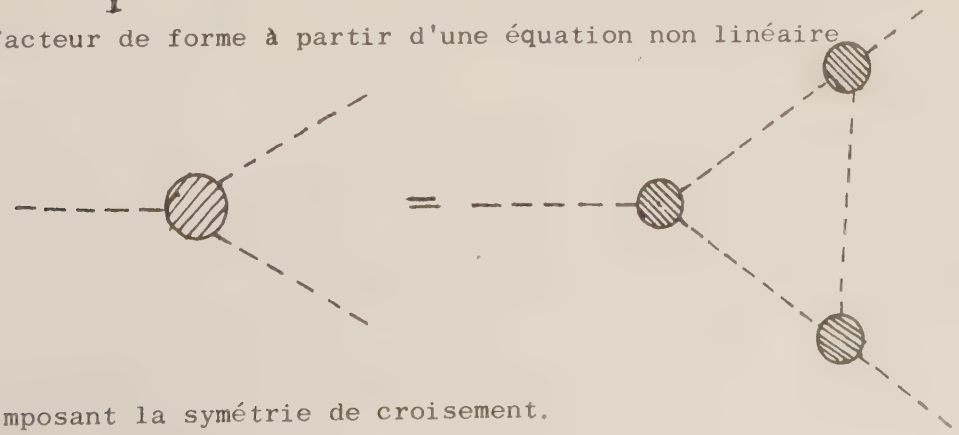
$$F(q^2)_{q^2 \to \infty} \sim \frac{g(0)}{q^2} - \frac{g''(0)}{q^4} + \cdots$$

et donc va au moins en $\frac{1}{q^4}$ à l'infini. Selon la forme du potentiel on peut obtenir une décroissance en $\exp\left(-q^{p/p+1}\right)$ x puissance inverse de $q$ et un facteur oscillant si le potentiel $V(r) \sim r^{-2(1+p)}$ pour $r \to 0$

2. Modèles relativistes.

a). Les modèles composés d'un nombre fini de constituants. Les modèles de Ciafaloni et Menotti[50], et Ball et Zachariasen[31] ont montré que le comportement asymptotique du facteur de forme dépend fortement du nombre de constituants.

b). Cette observation a conduit à proposer des modèles où le nucléon est supposé constitué d'un nombre infini de particules, un proton et un nombre infini de pions pour le modèle de Stack[32] et dans la théorie du type $\lambda\Phi^3$ de Harte[33] où l'on obtient le comportement asymptotique du facteur de forme à partir d'une équation non linéaire



en imposant la symétrie de croisement.

3. Les modèles statistiques.

Ces considérations de comportement asymptotiques ont aussi suggéré les travaux statistiques depuis Wu et Yang[34] qui déduisent le comportement asymptotique de conclusions sur la nature des nucléons provenant des expériences de diffusion élastique pp à grand angle. Ces expériences[35] établissent que cette section efficace élastique différentielle est de la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(pp \to pp)} \sim A\, e^{-p_\perp / 0,15}$$

où $p_\perp$ est l'impulsion transversale en GeV/c. Ces auteurs en déduisent que le nucléon est un objet étendu ayant une "rigidité" caractérisée par une énergie d'excitation de quelques centaines de MeV. Lorsque l'énergie en jeu est plus élevée, de nombreux degrés de libertés sont excités dans les nucléons et l'on est conduit à une discussion statistique pour les comportements de haute énergie. Wu et Yang ajustent les facteurs de forme électromagnétiques du proton à l'expression $G(q^2) \sim B \exp\left[-(q^2)^{1/2}/0,6\right]$ qui conduit à $q^2$ grand à des facteurs de forme très différents de toute loi de puissance.

Mack et Kastrup[36][37] ont raffiné ce type d'approche statistique et l'expression établie par Mack :

$$G_M^p = 8,79 \times \exp\left\{-0,216\left[\log^2(15,7\sqrt{q^2}) - \log^2(15,7\sqrt{q^2+4m^2})\right]\right\}$$

a été ajustée aux données expérimentales par Coward[8] à grand $q^2$ mais aussi à $q^2$ petit.

Ce type de comportement est aussi obtenu par l'étude du comportement asymptotique de modèles de la théorie des champs[38] à la limite ultraviolette ou infrarouge.

Les comportements obtenus par Mack et Kastrup, Jackiw[39] et Appelquist et Primack dans le modèle du gluon vectoriel, en étudiant le comportement infrarouge (c'est-à-dire que les logarithmes dominants contiennent le rapport entre le transfert et des quantités non asymptotiques) sont de la forme $\exp\left[-g^2 \log^2\left(-\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right]$ et peuvent rendre compte des données expérimentales. Au contraire les comportements[40] déduits de la limite ultraviolette où les logarithmes dominants proviennent d'intégrales de Feynmann régularisées et contiennent le rapport du transfert et d'un facteur de coupure ultraviolette ne peuvent pas décrire les données expérimentales.

Conclusion.

On voit donc qu'après une première période où les propriétés électromagnétiques des nucléons à petit transfert ont été l'occasion d'accords remarquables entre les idées des interactions fortes et l'expérience, avec le rôle des pions puis des mésons vectoriels dans les relations de dispersion, la décroissance rapide de ces facteurs de forme avec $q^2$ pose un problème encore non résolu.

Après plusieurs tentatives très phénoménologiques pour résoudre cette difficulté, l'argument selon lequel l'utilisation des relations de dispersion en n'incluant que les singularités les plus basses n'avait plus de sens à $q^2$ du genre espace a conduit à renoncer à cette approche.

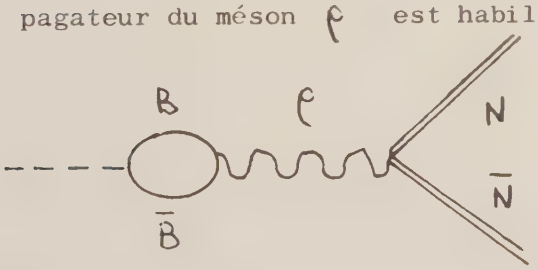
On a alors déduit des limites asymptotiques d'autres types d'expression qui sont ajustées aux données expérimentales pour tout $q^2$ Or, la région asymptotique $q^2 \gg M^2$ est assez éloignée et le problème se pose d'expliquer le désaccord à $q^2$ petit.

C'est pourquoi dans ce travail, où l'on utilise la méthode des diagrammes de Feynmann nous sommes partis des idées qui semblent se dégager :

1/ - L'introduction des mésons vectoriels couplés aux courants conservés a été une étape essentielle de la compréhension de la structure électromagnétique des nucléons.

2/ - Si à $q^2$ grand les graphes non réductibles à une particule sont certainement prépondérants[38], la pente du facteur de forme à $q^2 = 0$ prédite par le modèle de la dominance vectorielle est déjà en désaccord avec les données expérimentales.

3/ - Le calcul en théorie de perturbation des graphes où le propagateur du méson $\rho$ est habillé par les paires de hadrons peut être effectué en tenant compte avec précision des propriétés bien connues du $\rho$ sa largeur de désintégration en $2\pi$, sa nature composée, son couplage universel aux hadrons dans le cadre de SU(3).




Cependant étant donné l'importance des termes magnétiques pour traiter complètement le méson $\rho$ on doit introduire un couplage en $\partial_\mu \rho_\nu \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_\nu \psi$ dans le lagrangien, qui décrit le moment magnétique induit par les interactions fortes. Ce terme conduit à une intégrale divergente dans l'évaluation de la contribution du $\rho$ . On a vu que ces termes d'habillage du vertex sont prépondérants à grand transfert. Nous avons donc

exprimé le facteur de forme à partir de la contribution du méson $\rho$ en introduisant dans les intégrales de dispersion un facteur $V(q^2)$ pour décrire le vertex. Le facteur de forme ainsi obtenu est ensuite confronté aux données expérimentales, ce qui permet de déduire les valeurs numériques de $V(q^2)$ dans la région du genre espace.

Méthode.

1) Calcul en théorie de perturbation du facteur de forme dominé par le $\rho$ contribution du $\rho$ à $q^2$ petit. Formule d'Uehling.

2) Généralisation par l'inclusion d'un facteur de vertex de l'interaction $\rho N\bar{N}$.

3) Expression analytique qui serait valable pour tout $q^2$ de ce vertex.

Résumé de l'analyse effectuée des facteurs de vertex.

L'expression la plus générale contient 5 paramètres $Z_3$, $\Lambda$, $g$, $n$ et $N$ que nous avons fixés à l'aide des lois expérimentales et des contraintes de cohérence. On discute d'abord la valeur de la constante de renormalisation $Z_3$ et l'on montre que dans le cas que nous étudions où l'intégrale qui définit cette constante a été rendue convergente par l'inclusion d'un facteur de vertex, l'accord avec l'expérience est le meilleur pour $Z_3 = 0$, le méson $\rho$ composé. Dans ce cas on fixe la puissance n et le terme N de façon à satisfaire aux contraintes expérimentales du comportement asymptotique des facteurs de forme et de la loi de proportionalité. On utilise ensuite la valeur observée de la largeur de désintégration du $\rho$ en $2\pi$ pour obtenir une relation entre $\Lambda$ et $g^2$. Enfin, l'inclusion de ce facteur de convergence dans la boucle d'habillage du $\rho$ qui, sans facteur de coupure croîtrait logarithmiquement avec $q^2$, conduit à une décroissance de cette expression nous établissons alors des contraintes sur $\Lambda$ suivant la valeur de n pour que le $\rho$ composé existe.

Compte tenu de ces contraintes, nous obtenons une expression de la contribution du $\rho$, et la confrontation aux données expérimentales permet de déduire la contribution du vertex : on ne retrouve pas l'expression $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}\right)^2$ qui n'apparaît qu'à $q^2$ grand. Nous donnons alors les valeurs de l'exposant n expérimentales et la discussion de l'impossibilité d'ajuster cette expression de façon à retrouver la forme $exp\left[-A\log^2 q^2\right]$ établie à $q^2 \longrightarrow \infty$ dans des modèles simples de la théorie des champs.

# CHAPITRE II

## FACTEURS DE FORME ISOVECTORIELS

Introduction.

On donne une analyse des facteurs de forme isovectoriels des nucléons qui est fondée sur une étude précise des contributions des états intermédiaires hadroniques échangés entre le photon et les nucléons.

1/ - Théorie de perturbation.

I. L'étude de la nature composée du $\rho$ permet de déduire une expression de ce facteur de forme en fonction des boucles hadroniques dont la divergence logarithmique[41] est éliminée.

Principe de la méthode.

On va exposer ce principe sur le cas schématique du méson $\rho$ couplé aux seuls nucléons. Le passage de $SU_2$ à $SU_3$ sera ensuite évident. On ne considère pas d'abord le couplage de moment magnétique.

Les nucléons sont définis comme un isospineur $\Psi$, le courant de charge de Dirac est :

$$J_\mu^D = \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi\right) + \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}\tau_3\gamma_\mu\Psi\right)$$

On peut dire alors que le photon est couplé à une partie isoscalaire du courant de charge et à la troisième composante d'un courant isovectoriel. D'autre part, les mésons vectoriels observés expérimentalement $\rho$, $\omega$ et $\varphi$ sont couplés respectivement au courant de Dirac isovectoriel $J_\mu^V$ et isoscalaire $J_\mu^S$ :

$$g_\rho\,\rho_\mu\,J_\mu^V + g_\omega\,\omega_\mu\,J_\mu^S + g_\varphi\,\varphi_\mu\,J_\mu^S$$

En ce qui concerne la partie isovectorielle nous prendrons donc les deux couplages :

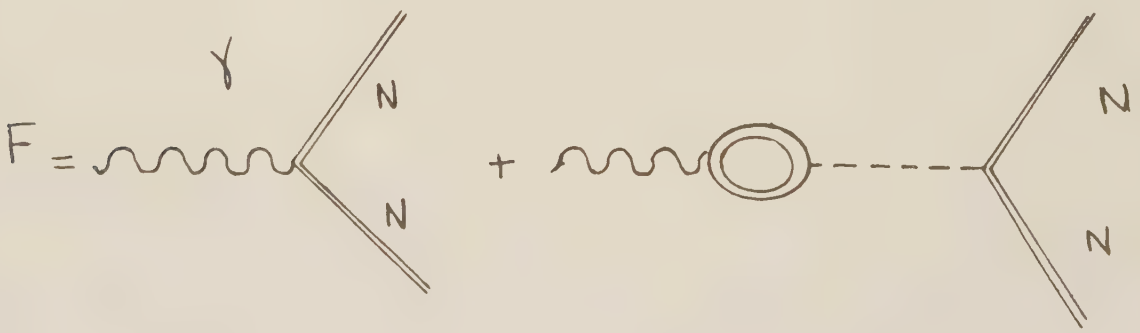
$$\left( A^{\circ}_{\mu} \frac{e_0}{2} + \rho^{\circ}_{r} \frac{g_\rho^{\circ}}{2} \right) \quad J_\mu^{\circ V}$$

correspondants aux graphes :

$e_0$ et $g_\rho^{\circ}$ sont les constantes de couplage nues, $A^{\circ}_{\mu}$ et $\rho^{\circ}_{r}$ les champs nus.

Dans le cadre de la théorie des champs que nous considérons le facteur de forme de la diffusion électron-nucléon dans l'approximation d'échange d'un photon est alors la somme de deux types de graphes.

Dans les premiers le photon s'attache directement aux nucléons, dans les seconds le photon subit une transition $\gamma \longrightarrow \rho$ le $\rho_0$ s'attachant directement aux nucléons :




On montre aisément que l'on a alors, exprimé en termes des constantes renormalisées

$$eF = e \left\{ 1 - \frac{q^2 A(q^2) g_\rho^2}{(q^2 + \rho^2)(1 - g_\rho^2 \pi(q^2))} \right\}$$

dans lequel l'élément de matrice de la transition $\gamma \longrightarrow \rho$ a la forme invariante de jauge ; de façon à conserver la valeur observée de la charge électrique,

$$e\, g_\rho\, K_{\mu\nu}(q^2) = e\, g_\rho (q^2 \delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu)\; A(q^2)$$

avec

$$A(q^2) = -\int \frac{\sigma(a)\, da}{a(a + q^2 - i\epsilon)}$$

Cette forme peut être obtenue en introduisant les contretermes convenables dans le lagragian total $\gamma$, $\rho$, nucléons[42][43]. $\Pi(q^2)$ est la polarisation du vide du méson $\rho_0$ et se déduit par des soustractions du même tenseur $K_{\mu\nu}$ et donc de $\sigma(a)$ selon :

$$\Pi(q^2) = (q^2 + \rho^2) \int \frac{\sigma(a)\, da}{(a - \rho^2)^2 (a + q^2 - i\epsilon)}$$

les constantes de renormalisation du méson $\rho$ sont, en fonction de $\sigma(a)$ :

$$\delta_\nu^2 = g_\rho^2 \rho^2 \int \frac{\sigma(a)\, da}{a(a - \rho^2)}$$

$$Z_3 = 1 - g_\rho^2 \int \frac{\sigma(a)\, da}{(a - \rho^2)^2}$$

les constantes nues étant définies par :

$$g_0^2 = g^2 / Z_3 \qquad \rho_0^2 = \rho^2 + \delta_\nu^2 / Z_3$$

En théorie des perturbations, la fonction de poids se calcule aisément :

$$\sigma_N^{part}(a) = \frac{1}{192\pi^2} \sqrt{1 - \frac{4M^2}{a}} \left(a + 2M^2\right)$$

et $A(q^2)$ diverge logarithmiquement de la même façon que $Z_3 - 1$ et $\delta_\nu^2$. Au lieu de considérer $K(q^2)$ et $Z_3$ séparément on effectue le regroupement :

$$g_\rho^2\, A(q^2) = \left( g_\rho^2\, A(q^2) - Z_3 \right) + Z_3$$

$$g_\rho^2 A(q^2) = -1 + Z_3 + g_\rho^2 \left\{ \int \frac{\sigma(a)da}{(a-\rho^2)^2} - \int \frac{\sigma(a)da}{a(a+q^2)} \right\}$$

où l'expression entre parenthèse étant une forme de dispersion soustraite, converge rapidement.

Le facteur de forme est alors :

$$(4) \qquad eF = e\left\{ 1 - \frac{\frac{q^2}{q^2+\rho^2}\left[1 - Z_3 + g_\rho^2\left(\int \frac{\sigma_N(a)da}{a(a+q^2)} - \int \frac{\sigma_N(a)da}{(a-\rho^2)^2}\right)\right]}{1 - g_\rho^2(q^2+\rho^2)\int \frac{\sigma_N(a)\,da}{(a-\rho^2)^2(a+q^2)}} \right\}$$

Renormalisation au sens de Kroll[49][55].

La normalisation de la constante de couplage $\rho$ B $\bar{B}$ (B est l'un des baryons de l'octet) ou $\rho$ PP avec les mésons pseudoscalaires doit refléter la propriété importante du méson $\rho$ d'être couplé universellement au courant du spin isotopique. Les couplages invariants sous SU(3) que nous choisissons contiennent cette propriété pour les particules nues, mais la renormalisation complète de la théorie fait intervenir tous les graphes possibles d'habillage du vertex et des propagateurs et la constante de couplage devient $g^2 = g_0^2 \frac{Z_1}{Z_2 Z_3^2}$, en général la constante de couplage habillée ne pourrait être déduite de la constante de couplage nue qu'avec la connaissance de $Z_1$, $Z_2$, $Z_3$ et serait différente selon les particules. Cependant à $q^2 = 0$ l'invariance de jauge de la théorie permet de déduire (comme pour l'interaction photon-nucléon, page I.16) l'égalité de $Z_1$ et $Z_2$ et donc d'introduire une constante universelle pour l'interaction du $\rho$ avec tous les hadrons $g^2 = g_0^2 / Z_3^2$. La constante de couplage mesurée expérimentalement se déduit de la largeur du $\rho$ en $2\pi$, c'est la constante de couplage que nous avons introduit page 24 et dans la formule (4) par une renormalisation à $q^2 = -\rho^2$ L'expression (4) est donc généralisable à tous les hadrons en tenant compte dans toutes les fonctions de poids des paires de hadrons possibles, à condition de supposer que l'égalité des constantes de couplage, vraie à $q^2 = 0$ reste vraie à $q^2 = -\rho^2$ ce qui n'a aucune raison d'être. Nous préférons

nous débarasser de cette hypothèse et faire la renormalisation à $q^2 = 0$ au prix de la nécessité d'évaluer ensuite cette constante de couplage à partir de $\Gamma_{\rho\pi\pi}$ par la "renormalisation intermédiaire" convenable.

Si au lieu de faire la renormalisation de la constante de couplage à $q^2 = -\rho^2$ on définit $g_K^2$ à $q^2 = 0$, à partir de

$$\frac{g_0^2}{(q^2+\rho_0^2)} = \frac{g_0^2}{(q^2+\rho^2)\left(1 + \frac{g_0^2}{q^2+\rho^2}\left(B(-\rho^2) - B(q^2)\right)\right)}$$

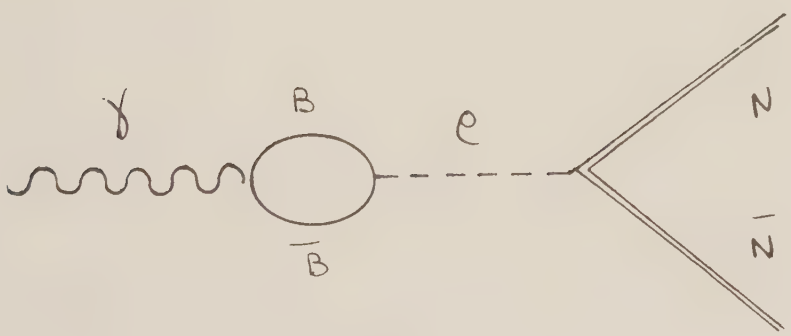
il vient :

$$g_K^2 = \frac{g_0^2}{1 + \frac{g_0^2}{\rho^2}\left(B(-\rho^2) - B(0)\right)}$$

d'où

$$Z_3 = 1 - g_K^2 \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a-\rho^2)}$$

et l'élément de matrice de la transition $\gamma N\bar{N}$ par l'intermédiaire du $\rho$ :




$$\frac{-\,g_K^2\, q^2 \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a+q^2)}}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

et le facteur de forme

$$(5)\quad eF = e\left\{ 1 - \frac{q^2\left(1 - Z_3 + g_K^2\left[\int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a+q^2)} - \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a-\rho^2)}\right]\right)}{(q^2+\rho^2)\,(1-D)} \right\}$$

qui s'écrit :

$$(6)\quad F = \frac{\rho^2 + q^2 Z_3}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

avec

$$D = g_K^2\, q^2 \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a-\rho^2)(a+q^2)}$$

Contribution des octets hadroniques.

Cette formule se généralise alors directement en remplaçant le courant de Dirac des nucléons par le courant de Dirac des hadrons, les baryons de l'octet de spin 1/2 et les mésons de l'octet pseudoscalaire et en lui ajoutant le courant de Pauli. Cette formule fait donc intervenir les fonctions spectrales $\sigma(a)$ que l'on calcule aisément, la constante $g_K^2$ universelle, et $Z_3$, $0 < Z_3 < 1$ puisque cette constante de renormalisation représente la probabilité de trouver l'état du méson $\rho$ nu, dans le méson $\rho$ physique ; mais qui, comme nous l'avons indiqué est une intégrale divergente. Les différents termes de $D$ (sauf le terme de couplage magnétique des baryons) sont donnés par des intégrales convergentes. On suppose l'invariance $SU_3$ pour la constante de couplage nue en ce qui concerne les corrections d'interaction forte et il vient avec l'interaction (*) :

$$\begin{aligned}(7)\quad \mathcal{L} = \rho_0 g_0 \Big[ & \bar{p}p - \bar{n}n + \bar{\Xi}^0 \Xi^0 - \bar{\Xi}^- \Xi^- + 2\bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \\ & + \sqrt{2}\, g_0 \Big[\beta\, \mathrm{Tr}\left(\bar{B}UB + \bar{B}BU\right) + (1-\beta)\,\mathrm{Tr}\left(\bar{B}UB - \bar{B}BU\right)\Big] \\ & + \sqrt{2}\, g_0 \Big[\beta\, \mathrm{Tr}\left(PUP + PPU\right) + (1-\beta)\,\mathrm{Tr}\left(PUP - PPU\right)\Big]\end{aligned}$$

(*) La partie d'espace temps des interactions est sous-entendue.

$$- 2\bar{\Sigma}^- \Sigma^- + 2\left(\pi^-\pi^+ - \pi^+\pi^-\right) + K^-K^+ - K^+K^- + K^0\bar{K}^0 - \bar{K}^0K^0\Big]$$

$$(\beta = 0)$$

pour le terme de charge. On va donner en détail la détermination du terme magnétique.

Interaction magnétique du $\rho$ et du photon avec les baryons.

On part de la définition de la matrice de charge :

$$Q = I_3 + Y/2$$

$$= \lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_8 = \frac{2}{3}\begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

en écrivant ce terme d'interaction sous la forme la plus générale de $SU_3$

$$\mathcal{L}_{mag} = \mu_1(q^2)\, q_\nu\, \mathrm{Tr}\left[\bar{B}\sigma_{\lambda\nu} B Q\right] + \mu_2(q^2)\, q_\nu\, \mathrm{Tr}\left[\bar{B}\sigma_{\lambda\nu} Q B\right]$$

avec

$$B = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}$$

Il vient :

$$\mathcal{L}_{mag} = \frac{2}{3}\mu_1(q^2)\Big(-\bar{p}p - \bar{n}n + 2\bar{\Xi}^-\Xi^- - \Xi^0\Xi^0 + 2\bar{\Sigma}^-\Sigma^- - \bar{\Sigma}^+\Sigma^+ - \frac{\bar{\Lambda}\Lambda}{2} + \frac{\bar{\Sigma}^0\Sigma^0}{2}$$

$$+ \frac{3\bar{\Lambda}\Sigma^0}{\sqrt{2}\sqrt{6}} + \frac{3\bar{\Sigma}^0\Lambda}{\sqrt{2}\sqrt{6}}\Big) + \frac{2}{3}\mu_2(q^2)\Big(2\bar{p}p - \bar{n}n - \bar{\Sigma}^-\Sigma^- + 2\bar{\Sigma}^+\Sigma^+ + \frac{\bar{\Sigma}^0\Sigma^0}{2} - \bar{\Xi}^-\Xi^- - \bar{\Xi}^0\Xi^0 - \frac{\bar{\Lambda}\Lambda}{2} + \frac{3\bar{\Sigma}^0\Lambda}{\sqrt{2}\sqrt{6}} + \frac{3\bar{\Lambda}\Sigma^0}{\sqrt{2}\sqrt{6}}\Big)$$

On a donc pour les moments magnétiques des baryons :

avec $\mu_1 = \mu_1(0)$

$\mu_2 = \mu_2(0)$

$$\mu_p = \frac{2}{3}\left(-\mu_1 + 2\mu_2\right) \qquad \mu_n = \frac{2}{3}\left(-\mu_1 - \mu_2\right)$$

$$\mu_{\Xi^0} = \frac{2}{3}\left(-\mu_1 - \mu_2\right) = \mu_n \qquad \mu_{\Xi^-} = \frac{2}{3}\left(2\mu_1 - \mu_2\right)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \frac{2}{3}\left(2\mu_1 - \mu_2\right) = \mu_{\Xi^-} \qquad \mu_{\Sigma^+} = \frac{2}{3}\left(-\mu_1 + 2\mu_2\right) = \mu_p$$

$$\mu_\Lambda = \frac{2}{3}\left(-\frac{\mu_1}{2} - \frac{\mu_2}{2}\right) = \mu_n/2 \qquad \mu_{\Sigma^0} = \frac{2}{3}\left(\frac{\mu_1}{2} + \frac{\mu_2}{2}\right) = -\frac{\mu_n}{2}$$

On a expérimentalement (57) :

$$\mu_p(0) = 1,79$$

$$\mu_n(0) = -1,91$$

$$\mu_\Lambda(0) = -0,73 \pm 0,16$$

$$\mu_{\Sigma^+}(0) = 1,57 \pm 0,52$$

d'où

$$\mu_2 = 1,85 \qquad \mu_1 = 1,86$$

Si l'on veut écrire l'interaction photon baryons sous la forme

$$\left[\beta\, Tr\left(\bar{B}QB + \bar{B}BQ\right) + (1-\beta)\, Tr\left(\bar{B}QB - \bar{B}BQ\right)\right]$$

c'est-à-dire :

$$Tr\left[2\beta\,\bar{B}BQ + \bar{B}QB - \bar{B}BQ\right]$$

que l'on doit comparer à :

$$\mu_2\, Tr\left(\bar{B}QB - \bar{B}BQ\right) + (\mu_1 + \mu_2)\, Tr\,\bar{B}BQ$$

On tire

$$\beta = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2\mu_2}$$

et l'interaction devient :

$$\frac{1,85e}{M}\left[\frac{3}{4} \times \frac{1,91}{1,85}\, Tr\left(\bar{B}QB + \bar{B}BQ\right) - \left(1 - \frac{3}{4} \times \frac{1,91}{1,85}\right) \times Tr\left(\bar{B}QB - \bar{B}BQ\right)\right]$$

On en déduit l'interaction du méson $\rho_0$ avec les nucléons si l'on suppose que, aussi pour le terme de moment magnétique le couplage est identique à celui du photon -ce qui est confirmé par l'expérience[44] - :

$$\mathcal{L}^{\rho B\bar{B}}_{mag} = \frac{1,85}{M}\, g\rho_0 \Big[\frac{3}{4}\,\frac{1,91}{1,85}\big(\bar{p}p - \bar{n}n + \bar{\Xi}^-\Xi^- - \bar{\Xi}^0\Xi^0 + \frac{2\bar{\Sigma}^0\Lambda}{\sqrt{3}} + \frac{2\bar{\Lambda}\Sigma^0}{\sqrt{3}}\big) + \Big(1 - \frac{3}{4}\times\frac{1,91}{1,95}\Big)\Big(\bar{p}p - \bar{n}n - \bar{\Xi}^-\Xi^- + \bar{\Xi}^0\Xi^0 + 2\bar{\Sigma}^+\Sigma^+ + 2\bar{\Sigma}^-\Sigma^-\Big)\Big]$$

ou avec $1,91 \sim 1,85$.

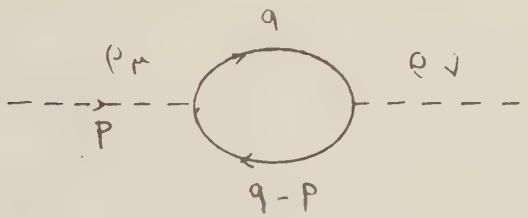
$$\mathcal{L}^{\rho B\bar{B}}_{mag} = \frac{1,85}{M}\, g\rho_0 \Big[\bar{p}p - \bar{n}n + \frac{1}{2}\bar{\Xi}^-\Xi^- - \frac{1}{2}\bar{\Xi}^0\Xi^0 + \sqrt{\frac{3}{4}}\,\bar{\Lambda}\Sigma^0 + \sqrt{\frac{3}{4}}\,\bar{\Sigma}^0\Lambda + \frac{1}{2}\bar{\Sigma}^+\Sigma^+ - \frac{1}{2}\bar{\Sigma}^-\Sigma^-\Big]$$

II. Calcul des fonctions spectrales $\sigma(a)$ correspondant aux divers termes.

1) Terme de Dirac.

avec un lagrangien $g\,\rho^\mu\,\bar{B}\,\gamma_\mu\,B$

l'élément de matrice de




s'écrit :

$$\mathcal{M}_{\mu\nu} = \frac{-i}{(2\pi)^4}\, g^2 \int d^4q\; Tr\Big[\gamma_\mu \frac{(i\not{q} - m)}{q^2 + m^2}\,\gamma_\nu\,\frac{i(\not{q} - \not{p}) - m}{(q-p)^2 + m^2}\Big]$$

dont la partie imaginaire devient, avec :

$$\frac{1}{q^2 + m^2 + i\epsilon}\times\frac{1}{(q-p)^2 + m^2 + i\epsilon} = \Big(\frac{P}{q^2 + m^2} + i\pi\,\delta\big(q^2 + m^2\big)\Big)\times$$

$$\Big(\frac{P}{(q-p)^2 + m^2} + i\pi\,\delta\big[(q-p)^2 + m^2\big]\Big)$$

$$\mathrm{Im}\ \mathcal{M}_{\mu\nu} = \frac{g^2 |\vec{q}|}{12\pi\sqrt{-p^2}} \left(4m^2 - 2p^2\right)\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right)$$

avec

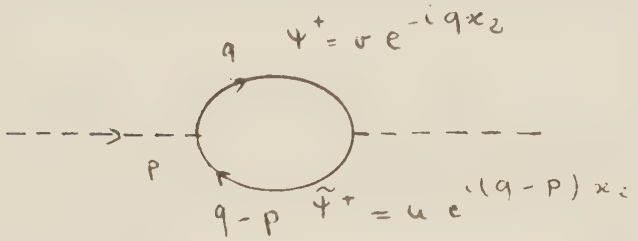
$$a = -p^2$$

d'où :

$$\sigma_1(a) = \frac{g^2}{12\pi}\sqrt{1 - \frac{4m^2}{a}}\left(a + 2m^2\right)$$

2) Termes croisés moment magnétique charge.

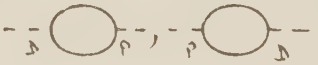
$$\mathcal{L} = g\rho_\mu\, \bar{B}\gamma_\mu B + \frac{1,85}{m}\, g\rho_\mu \partial_\nu \left(\bar{B}\sigma_{\mu\nu} B\right)$$




l'élément de matrice est identique à celui du ler terme sauf qu'il fait intervenir

$$\partial_\rho \left(\psi^+(x_2)\,\sigma_{\rho\lambda}\,\tilde{\psi}^+(x_2)\right)$$

$$\mathrm{Im}\ \mathcal{M}_{\mu\rho} = \frac{1,85\, g^2 |\vec{q}|}{2\pi\sqrt{-p^2}}\left(\delta_{\mu\rho}\, p^2 - p_\mu p_\rho\right)$$

en tenant compte des deux graphes 

$$\sigma_2(a) = -\frac{1,85\, g^2}{\pi}\, a\sqrt{1 - \frac{4m^2}{a}}$$

3) Terme de moment magnétique.

$$\mathcal{M} = \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{(1,85)^2 g^2}{m^2} \int d^4q \; p_\lambda p_\nu \, Tr \left\{ \frac{\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu}{2} \times \right.$$

$$\left. (iq - m) \frac{\gamma_\rho \gamma_\lambda - \gamma_\lambda \gamma_\rho}{2} \left[ i(q-p) - m \right] \right\} \frac{1}{q^2 + m^2 + i\epsilon} \times \frac{1}{(q-p)^2 + m^2 + i\epsilon}$$

D'où la partie imaginaire de l'amplitude :

$$Im\,\mathcal{M}_{\mu\rho} = \frac{g^2 (1,85)^2}{(2\pi)^4} \frac{8\pi^3}{m^2} \int d^4q \left\{ \left(2m^2 - \frac{p^2}{2}\right)\left(p_\mu p_\rho - \delta_{\mu\rho} p^2\right) \right.$$

$$\left. - \delta_{\mu\rho} \frac{p^4}{2} + p_\rho q_\mu p^2 + q_\rho p_\mu p^2 - 2 p^2 q_\rho q_\mu \right\} \delta(q^2 + m^2)\, \delta((p-q)^2 + m^2)$$

$$Im\,\mathcal{M}_{\mu\rho} = \frac{g^2 (1,85)^2}{24 m^2 \pi} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{a}} \left\{ \left(p_\mu p_\rho - \delta_{\mu\rho} p^2\right)\left(8m^2 + a\right) \right\}$$

et la fonction spectrale

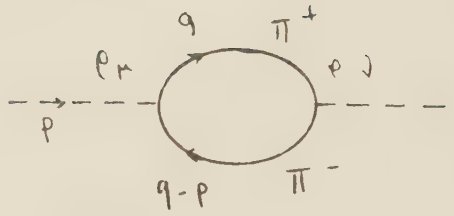
$$\sigma_3(a) = \frac{g^2 (1,85)^2}{12 m^2 \pi} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{a}} \left(4m^2 + \frac{a}{2}\right)$$

4) Termes provenant des mésons pseudoscalaires.

L'interaction invariante sous $SU_3$ conduit au couplage (7)

$$\mathcal{L} = g \rho_\mu \left[ 2 \left( \pi^- \partial_\mu \pi^+ - \pi^+ \partial_\mu \pi^- \right) + K^- \partial_\mu K^+ - K^+ \partial_\mu K^- + K^\circ \partial_\mu \bar{K}^\circ - \bar{K}^\circ \partial_\mu K^\circ \right]$$

l'élément de matrice s'écrit :




$$\mathcal{M}_{\mu\nu} = -\frac{i}{(2\pi)^4} g^2 \int d^4q \,(2q_\mu - p_\mu)(2q_\nu - p_\nu)\frac{1}{q^2+\mu^2}\,\frac{1}{(q-p)^2+\mu^2}$$

$$\sigma_4(a) = \frac{g^2\sqrt{1-\frac{4\mu^2}{a}}}{48\pi}\left(a-4\mu^2\right)$$

Finalement les 4 termes provenant

des baryons couplage de charge

$$\sigma_1(a) = \frac{g^2}{12\pi}\sqrt{1-\frac{4m^2}{a}}\left(a+2m^2\right)$$

Baryons couplage magnétique x couplage de charge

$$\sigma_2(a) = \frac{-1{,}85\, g^2}{\pi}\, a\sqrt{1-\frac{4m^2}{a}} \qquad (8)$$

couplage magnétique des baryons

$$\sigma_3(a) = \frac{(1{,}85)^2 g^2}{12m^2\pi}\sqrt{1-\frac{4m^2}{a}}\left(\frac{a^2}{2}+4m^2a\right)$$

contribution des mésons pseudoscalaires

$$\sigma_4(a) = \frac{g^2}{48\pi}\sqrt{1-\frac{4\mu^2}{a}}\left(a-4\mu^2\right)$$

en reportant alors ces valeurs dans (6) on voit que -excepté pour les termes magnétiques- le facteur de forme est entièrement calculable ; à $q^2$ petits devant les masses des baryons il est légitime de négliger le terme magnétique $\sim \frac{q^2}{m^2}$ , ainsi que la contribution des graphes de transition $\rho \to \gamma$ à plus de deux particules[41]. Les contributions à D provenant des baryons et des mésons pseudoscalaires sont respectivement :

$$D_1 = \frac{g^2 q^2}{12\pi^2 (q^2+\rho^2)} \left\{ \frac{4m^2}{\rho^2} + \frac{4m^2}{q^2} - \left(2 + \frac{4m^2}{\rho^2}\right) \sqrt{\frac{4m^2}{\rho^2} - 1} \times \right.$$

$$\left. \text{Arctg} \frac{1}{\sqrt{\frac{4m^2}{\rho^2} - 1}} + \left(1 - \frac{2m^2}{q^2}\right) \sqrt{\frac{4m^2}{q^2} + 1} \log \left| \frac{\sqrt{\frac{4m^2}{q^2} + 1} + 1}{\sqrt{\frac{4m^2}{q^2} + 1} - 1} \right| \right\}$$

$$D_K = \frac{g^2 q^2}{24\pi^2 (q^2+\rho^2)} \left\{ -\frac{4K^2}{\rho^2} - \frac{4K^2}{q^2} + \left(\frac{4K^2}{\rho^2} - 1\right)^{3/2} \text{Arctg} \frac{1}{\sqrt{\frac{4K^2}{\rho^2} - 1}} \right.$$

$$\left. + \frac{\left(1 + \frac{4K^2}{q^2}\right)^{3/2}}{2} \log \left| \frac{\sqrt{\frac{4K^2}{q^2} + 1} + 1}{\sqrt{\frac{4K^2}{q^2} + 1} - 1} \right| \right\}$$

$$D_\pi = \frac{g^2 q^2}{24\pi^2 (q^2+\rho^2)} \left\{ -\frac{4\mu^2}{\rho^2} - \frac{4\mu^2}{q^2} + \frac{1}{2}\left(1 + \frac{4\mu^2}{q^2}\right)^{3/2} \log \left| \frac{\sqrt{1+\frac{4\mu^2}{q^2}} + 1}{\sqrt{1+\frac{4\mu^2}{q^2}} - 1} \right| - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{4\mu^2}{\rho^2}\right)^{3/2} \log \left| \frac{\sqrt{1-\frac{4\mu^2}{\rho^2}} + 1}{\sqrt{1-\frac{4\mu^2}{\rho^2}} - 1} \right| \right\}$$

à $q^2$ petit ces expressions conduisent aux valeurs approchées données dans [2].

L'expression ainsi obtenue qui correspond à la formule d'Uehling en électrodynamique quantique, est une amélioration de la formule de Gell-Mann Zachariasen. Dans ce cas l'expression du facteur de forme[45] contient explicitement la constante de renormalisation $Z_3$ du méson $\rho$, et l'on a montré que les valeurs expérimentales des facteurs de forme sont compatibles avec $Z_3 = 0$, le méson $\rho$ composé.

L'expression que nous obtenons pour le facteur de forme

$$\frac{\rho^2 + q^2 Z_3}{(q^2+\rho^2)(1-D)} \quad \text{devient} \quad \frac{\rho^2}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

On voit que l'expression de Gell-Mann Zachariasen serait retrouvée avec D=0 ce qui est une approximation assez importante puisque D donné par les expressions (9) n'est pas négligeable et d'autre part que la contribution des états d'habillage du $\rho$ rend le facteur de forme plus grand et qu'il

n'y a donc pas d'espoir de rétablir l'accord avec l'expérience dans cette voie. Cependant il est nécessaire de tenir compte de ces termes, c'est ce que nous allons faire afin de déterminer la contribution du vertex.

2) Introduction de la contribution des graphes de vertex $V(q^2)$

Mais expérimentalement les facteurs de forme sont mesurés jusqu'à $q^2 = 25\ (GeV/c)^2$, et les approximations faites ne sont plus possibles. D'autre part, l'expression que nous avons obtenue pour la contribution du $\rho$ au facteur de forme conserve le comportement en $\frac{1}{q^2 + \rho^2}$ de la formule GMZ part la possibilité que le problème de la compréhension des FF fasse appel à des compensations imprévues ou à un mécanisme nouveau ne sont pas applicables telles quelles à un ajustement des valeurs expérimentales. Pour aller plus loin il faut admettre que l'expression du couplage de Pauli que nous avons introduit dans le lagrangien pour décrire le moment magnétique anormal du nucléon(qui comme en électrodynamique devrait être calculable à partir des graphes de vertex)conduit à des intégrales divergentes faute d'avoir tenu compte de ce vertex, et qu'il faut donc introduire dans le calcul de D, des termes qui coupent les intégrales pour les grandes valeurs de l'impulsion et qui décrivent la contribution des graphes de vertex. Etant donné que nous avons tenu compte des états de masses jusqu'à 2 GeV, ces termes de vertex décrivent la contribution de tous les autres états intermédiaires possibles.

Dans une première étude nous avons utilisé pour déterminer une expression du facteur de vertex les propriétés suivantes :

1) Il doit rendre convergente l'intégrale de dispersion correspondant au couplage de Pauli.

2) Il doit rendre compte de la dépendance au moins en $I / q^4$ du facteur de forme à $q^2$ grand du genre espace.

3) Il doit décrire la contribution des états intermédiaires de masses élevées entre le photon ou le $\rho$ et les nucléons.

L'expression du facteur de coupure usuel $\left( \frac{\Lambda^2}{q^2 + \Lambda^2} \right)^n$ y satisfait.

Nous avons donc à fixer les paramètres $Z_3, \Lambda, n, g$

Nous utilisons les informations suivantes :

1) les informations sur la constante $Z_3$,

2) le comportement asymptotique dans la région du genre espace,

3) la loi de proportionalité qui est suffisamment simple pour être valable pour tout le domaine de transfert $q^2 \gtrsim 0$

4) La valeur expérimentale de la largeur $\Gamma_{\rho\pi\pi}$,

5) L'instabilité du méson $\rho$ composé.

Nature composée du méson $\rho$.

On a vu que l'appartenance du $\rho$ à une trajectoire de Regge est un argument en faveur de $Z_3 = 0$.

Après introduction des facteurs de vertex, les intégrales qui définissent $Z_3$ ne sont plus divergentes.

L'expression obtenue pour le facteur de forme est :

$$F = \frac{\rho^2 + q^2 Z_3}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

On sait que ce facteur de forme doit tendre vers zéro pour $q^2$ grand au moins en $\frac{1}{q^4}$ ; selon que le $\rho$ est une particule élémentaire ou composée la constante de renormalisation $Z_3$ est différente ou égale à zéro.

$Z_3 = 0$.

Le facteur de forme tend vers 1 à $q^2$ grand. C'est exclu par l'expérience.

$Z_3 = 0$.

$$F = \frac{\rho^2}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

On voit que l'on retrouve l'expression établie par Gell-Mann et Zachariasen à condition que D soit nul c'est évidemment incohérent puisque $(1-D) \underset{q^2\to\infty}{\longrightarrow} Z_3$ qui est :

Notre expression

$$F = \frac{\rho^2}{(q^2+\rho^2)\left(1 - g^2 q^2 \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\rho^2)(a+q^2)} - 1 + g^2 \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\rho^2)}\right)}$$

$$= \frac{\rho^2}{g^2(q^2+\rho^2)\int \frac{\sigma\, da}{(a-\rho^2)(a+q^2)}}$$

se comporte à l'infini :

$$F_{q^2\to\infty} = \frac{\rho^2}{g^2\int\frac{\sigma\, da}{a-\rho^2}} = \frac{\rho^2}{\int\nu^2}$$

Si $\int\nu^2$ est convergente F tend vers une constante, mais si l'intégrale qui définit $\int\nu^2$ est divergente - par exemple $\sigma \sim \frac{a}{\log^2 a}$ -

$$\int\nu^2 = \int\frac{a\, da}{(a-\rho^2)\log^2 a}$$

et le facteur de forme peut tendre vers 0 à $q^2$ grand.

Comportement asymptotique dans la région du genre espace et loi de proportionalité.

Le calcul du facteur de forme fait intervenir l'intégrale des fonctions de poids obtenues en (8 ) pour les diverses interactions du $\rho$ Les facteurs de vertex qui sont les plus importants à transferts d'impulsion élevés doivent rendre compte du comportement expérimental à $q^2$ grand des facteurs de forme isovectoriels. On sait qu'expérimentalement $G_M^V$ qui est bien connu va au moins en $\frac{1}{q^4}$ à $q^2$ grand et $G_E^V$ qui est moins bien connu vérifie la loi de proportionalité ou même décroit un peu plus vite. Donc :

$$G_M^V = F_1 + F_2 \sim \frac{1}{q^4}$$

$$G_E^V = F_1 - \frac{q^2}{4M^2} F_2 \sim \frac{1}{q^4}$$

d'où

(10) $$F_1 \sim \frac{1}{q^4} \qquad F_2 \sim \frac{1}{q^6}$$

Il est évident d'après ces définitions que $G_E^V$ et $G_M^V$ sont identiques au seuil de la réaction dans la voie croisée.

Cette égalité qui est bien vérifiée expérimentalement et qui traduit le fait qu'au seuil de la réaction d'annihilation $e^+ e^- \longrightarrow N\overline{N}$ les nucléons sortants sont émis avec toute l'énergie = 4 $M^2$ donc au repos et que l'on ne peut pas distinguer les sections efficaces longitudinales et transversales, est obligatoirement vérifiée dans notre étude ou à $q^2 = -4M^2$ $G_M^V = G_E^V = F_1 + F_2$ Cependant, la loi de proportionalité s'écrit (dans la région du genre espace)

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n}$$

$$G_E^n = 0 \qquad \mu_p = 2{,}793, \quad \mu_n = -1{,}913$$

puisque

$$G_E^V = \frac{G_E^p - G_E^n}{2} = G_E^p$$

$$G_M^V = \frac{G_M^p - G_M^n}{2} = \frac{(\mu_p - \mu_n)}{2} G_E^p$$

$$G_E^V = \frac{G_E^p}{2} \qquad G_M^V = 2{,}353\, G_E^p$$

on obtient :

$$F_1 + F_2 = 4{,}7\left(F_1 - q^2 \frac{F_2}{4M^2}\right)$$

(11)
$$F_2 = \frac{3{,}7\ F_1}{1 + \dfrac{4{,}7\ q^2}{4M^2}}$$

Pour la région du genre temps, cette relation devient :

$$F_2 = \frac{3{,}7\ F_1}{1 - \dfrac{4{,}7\ q^2}{4M^2}}$$

$$G_M^V = \frac{4{,}7\ F_1}{1 - \dfrac{4{,}7\ q^2}{4M^2}} \qquad G_E^V = \frac{-F_1}{3{,}7}\left(1 - \frac{q^2}{4M^2}\right)$$

et $G_M^V$ et $G_E^V$ sont égaux et nuls au seuil sauf si $F_1$ avait un pôle à $q^2 = -4\ M^2$. Expérimentalement on ne s'attend pas à ce que ces facteurs de forme soient nuls. On peut éviter cette difficulté en admettant que la relation (10) fait intervenir $|q^2|$. Dans ce cas dans la région du genre temps à $q^2 = -4M^2$, $G_M^V = G_E^V = 1{,}6\ F_1$. Nous avons fait les ajustements aux données expérimentales en utilisant dans les intégrales de dispersion ces deux expressions pour le facteur de vertex de Pauli.

$$F_1 = \bar{\mathcal{F}} \times 0{,}5 \times V_1(q^2)$$

(12)

$$F_2 = \bar{\mathcal{F}} \times 1{,}85 \times V_1(q^2) \times \frac{N^2}{q^2 + N^2}$$

avec $N^2 = \pm \frac{4M^2}{4,7}$

où $\bar{J}$ représente la contribution du méson $\rho$ que nous calculons, et qui tend vers une constante à $q^2 \to \infty$, en introduisant dans les intégrales des facteurs de vertex $V_1(q^2)$ pour les couplages du $\rho$ aux mésons pseudoscalaires et les couplages de Dirac aux baryons, et

$$\frac{N^2}{N^2 - q^2} V_1(q^2) \quad \text{ou} \quad \frac{N^2}{q^2 + N^2} V_1(q^2)$$

pour les couplages de Pauli $\rho B \bar{B}$. En ce qui concerne le facteur de vertex $V_1(q^2)$ il doit décroître au moins en $\frac{1}{q^4}$, pour $q^2$ grand du genre espace selon 10 et 12. Tandis que le pôle dans $F_2$ à $q^2 = -4M^2$ est dans la région non physique et ne pose pas de problèmes d'interprétation si l'on ajuste $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2 + \Lambda^2}\right)^n$ au facteur de vertex $V_1(q^2)$ dans la région du genre espace le passage de $q^2$ à $-q^2$ introduit une série de pôles qui rendent le calcul de l'intégrale de dispersion impossible.

Nous avons envisagé deux cas :

$n = I$, c'est le cas du méson vectoriel supplémentaire mais $F_1 \to \frac{1}{q^2}$ à $q^2$ grand

$n \geqslant 2$, le facteur de vertex $V_1(q^2)$ est pris sous la forme $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2 + \Lambda^2}\right)^n$ dans la région du genre espace et dans la région du genre temps.

Les deux dernières contraintes 4 et 5 et $Z_3 = 0$ vont permettre d'obtenir des relations entre les paramètres restant $g$, $\Lambda$ et n.

I. Relation entre les paramètres $\Lambda$ et n provenant des contraintes imposées à la constante de couplage universelle du $\rho$ avec les hadrons (renormalisée à $q^2 = 0$) par :

1) l'hypothèse que le méson $\rho$ est composé et donc que $Z_3 = 0$.

2) la relation entre cette constante de couplage et celle déterminée par la désintégration du $\rho$ en $2\pi$.

Condition Z = 0.

En introduisant les facteurs de coupure $\left(\frac{\Lambda^2}{|q^2| + \Lambda^2}\right)^n \left(\frac{N^2}{q^2 + N^2}\right)$

pour l'interaction magnétique du $\rho$ avec les baryons et $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}\right)^n$ pour les autres couplages, la condition

(13)
$$Z_3 = 1 - g_K^2 \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a-\rho^2)} = 0$$

permet de déterminer $g_K^2(\Lambda, n)$

Largeur du $\rho$ en $2\pi$.

On connaît expérimentalement la largeur de désintégration du $\rho$ en $2\pi$ qui fixe donc à $q^2 = \rho^2$ du genre temps la constante de couplage $g^2_{\rho\pi\pi}{}^{\text{Watson}} = 2{,}56$ c'est-à-dire avec la normalisation utilisée dans le couplage invariant sous SU(3) $g_W^2/4\pi = 0{,}64$.

En exprimant la relation qui relie la constante de couplage normalisée à $q^2 = 0$, $g_K$, que nous utilisons à la constante de couplage nue et la relation équivalente qui lie cette constante de couplage nue à la constante de couplage normalisée à $q^2 = -\rho^2$, on obtient en terme de la constante de couplage physique normalisée à $q^2 = -\rho^2$ la constante de couplage définie à $q^2 = 0$ :

$$g_W^2 = \frac{g_0^2\, V_1^2(-\rho^2)}{1 + g_0^2 \int \frac{\sigma\, da}{(a-\rho^2)^2}}$$

$$g_0^2 = \frac{g_W^2 \,/\, V_1^2(-\rho^2)}{1 - \frac{g_W^2}{V_1^2(-\rho^2)} \int \frac{\sigma\, da}{(a-\rho^2)^2}}$$

on a d'autre part :

$$g_0^2 = \frac{g_K^2}{1 - g_K^2 \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\rho^2)}}$$

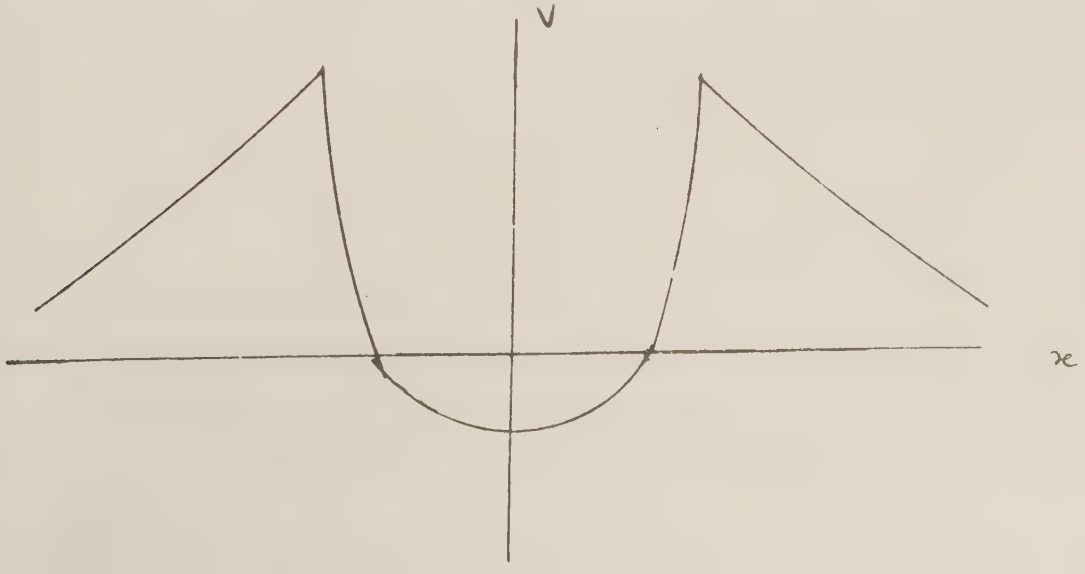
$$g_K^2 = \frac{g_0^2}{1 + g_0^2 \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\rho^2)}}$$

(14) $$g_K^2 = \frac{g_W^2 / V_1^2(-\rho^2)}{1 - \frac{g_W^2 \rho^2}{V_1^2(-\rho^2)} \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\rho^2)^2}}$$

Dans les deux égalités (13) et(14)que l'on doit imposer aux paramètres $\Lambda$ et $n$ qui permettront de fixer la contribution du vertex aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, la contribution des graphes réductibles à une particule étant totalement traitée, la fonction de poids $\sigma(a)$ fait intervenir toutes les paires de baryons avec les couplages déterminés par SU(3) et les formes de facteur de vertex que nous avons supposés. Une autre condition à imposer sur $\Lambda$ et $n$ est que la résonance du $\rho$ existe.

Inégalité résultant de l'instabilité du méson $\rho$ composé.

Une résonance dans l'amplitude $\pi\pi$ correspond à l'existence d'un potentiel attractif à courte portée et répulsif à plus grande distance



la formation d'une résonance dans le système $\pi\pi$ n'est possible que si les deux particules sont dans l'onde P et que le potentiel total est répulsif la formation de paires de particule-antiparticule dans le vide, diminue la constante de couplage répulsive en créant une force attractive, cela se traduit par la condition usuelle qu'à la résonance le déphasage doit passer par $\frac{\pi}{2}$ en croissant, $Re\ B$ la partie réelle de la boucle dans la région du genre temps est, sans facteur de coupure correspondant au vertex une fonction logarithmiquement croissante de $q^2$, en introduisant un facteur de coupure $\left(\frac{\Lambda^2}{(|q^2|+\Lambda^2)}\right)^n_{q^2=-\rho^2}$ il faut s'assurer que $Re\ B$ est encore croissante à . Nous avons donc pour chaque valeur de $n$ possible limité la valeur du $\Lambda^2$ correspondant par la condition

$$\frac{d}{dm^2} P\int \frac{\sigma\, da}{a-m^2} > 0 .$$

| $n$ | $\Lambda^2\ (GeV/c)^2$ |
|---|---|
| 1 | 5 |
| 2 | 10,88 |
| 3 | 18 |
| 4 | 24 |

Si l'on considère que $\Lambda$ représente en quelque sorte une masse globale des états intermédiaires on voit que ces contraintes sont en accord avec l'interprétation des corrections de vertex comme dues à des masses élevées. Compte tenu de ces limitations sur $\Lambda$ pour les valeurs du paramètres $n$ et du comportement asymptotique imposé par les données expérimentales, nous avons alors calculé numériquement le facteur de forme $C_{1M}^V = F_1 + F_2$ .

Cas du second méson qui compenserait la contribution du $\rho$ .

Si l'on suppose que le terme de coupure qui décrit le vertex correspond à $\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}$ dans la région du genre espace et à $\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2-a}$ dans la région du genre temps il y a un pôle à $\Lambda^2 = a$ . On suppose que la masse $\Lambda^2$ n'est pas purement réelle mais a une petite partie imaginaire. On utilise pour décrire le vertex : $\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - a - i\Gamma}$ dont le carré est

$$\frac{\Lambda^4}{(\Lambda^2-a)^2+\Gamma^2}$$

donc dans chaque boucle la condition d'instabilité du méson $\rho$ , conduit alors avec pour $\Gamma$ une largeur de 100 MeV à une limite inférieure sur $\Lambda^2$ la masse du $\rho'$ de 0,65 $(GeV)^2$, ce qui est en accord avec les masses obtenues pour ce second méson $\rho'$ dans les divers ajustements .

Le problème reste cependant que le traitement complet des contributions du méson $\rho$ montre qu'il est nécessaire d'introduire une compensation supplémentaire puisque à grand $q^2$ la contribution de ce méson conduit à une constante et il semble donc que les ajustements VMD améliorés soient aussi phénoménologiques que l'ancienne formule dipolaire.

Ajustement avec le facteur de vertex en $\left(\frac{\Lambda^2}{|q^2|+\Lambda^2}\right)^n$

On obtient alors pour les différentes valeurs de n , la valeur de $\Lambda^2$ correspondante. Pour n=2 qui est la plus faible valeur possible compatible avec le comportement asymptotique en $\frac{1}{q^4}$ on obtient $\Lambda^2 = 39$ (GeV/c)$^2$ et $Z_3 = 0$, avec $g_K^2/\pi^2 = 0{,}61$ la constante de couplage normalisé à $q^2 = 0$ ( $g^2/4\pi = 0{,}64$ normalisé à $q^2 = -\rho^2$ déterminée à partir de la largeur du $\rho$ en $2\pi$). Cette valeur de $\Lambda^2$ est bien compatible avec la limite inférieure déterminée à partir du critère d'existence du $\rho$ .

Dans ce cas le calcul du facteur de forme dans la région du genre espace pour $0 < q^2 <$ 25 (GeV/c)2 conduit aux valeurs suivantes du vertex déterminé par le rapport entre la contribution du $\rho$ et les données expérimentales. Le coefficient est tel que $V(q^2) = \left(\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}\right)^{n(q^2)}$

| $q^2$(gev/c)$^2$ | $V(q^2)$ | $n(q^2)$ |
|---|---|---|
| 0,2 | 0,91 | 17,4 |
| 0,4 | 0,84 | 16,3 |
| 0,6 | 0,79 | 15,3 |
| 0,8 | 0,74 | 14,5 |
| 1,05 | 0,70 | 13,7 |
| 5,0 | 0,38 | 8,1 |
| 10 | 0,25 | 6,1 |
| 15 | 0,20 | 5,1 |
| 20 | 0,16 | 4,5 |

Il est possible d'obtenir Z = 0 avec $\Lambda$ = 42 $\frac{g_K^2}{\pi^2}$ = 0,62 les valeurs de $V(q^2)$ restent identiques à $10^{-4}$ près, et les valeurs de n correspondant sont un peu plus élevées.

On donne dans les figures 1 et 2, le graphe des variations de $V(q^2)$ et de $n(q^2)$ en fonction de log $q^2$ , les points sont alignés et l'on peut admettre pour $n(q^2) = 2 - \frac{1}{2}\log\frac{1+q^2}{q^2+M^2}$ avec M = $10^3$ GeV.

Le calcul des facteur de forme en supposant pour le facteur de vertex $\frac{N^2}{q^2+N^2}$ dans les intégrales de dispersion $\frac{N^2}{q^2+N^2}$ sans pôle conduit à des valeurs de n et de V très légèrement modifiés.

En conclusion dans le cas où l'on tient entièrement compte de la contribution du méson $\rho$ aux facteurs de forme des nucléons on voit qu'à $q^2$ petit le $\rho$ rend à peu près compte des données expérimentales et qu'ensuite il ne semble pas y avoir de possibilités de rendre compte des données par l'adjonction d'un second méson vectoriel ou pour les facteurs de vertex d'une expression du type $\exp(-\log^2 q^2)$ comme cela est suggéré par l'analyse de certaines classes de graphe asymptotiquement.

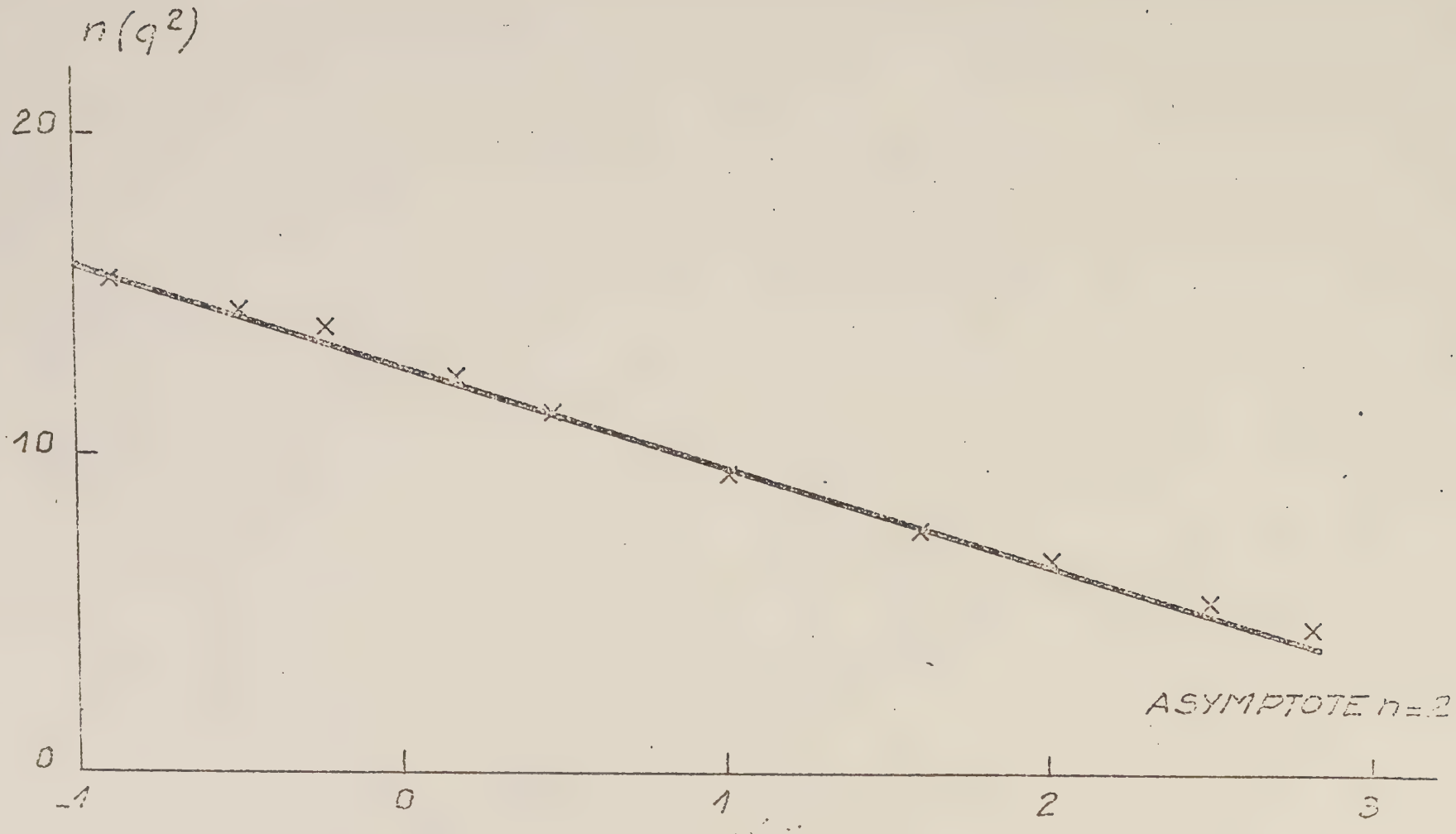



FIG.1

$0 < q^2 < 20\ (GeV/c)^2$

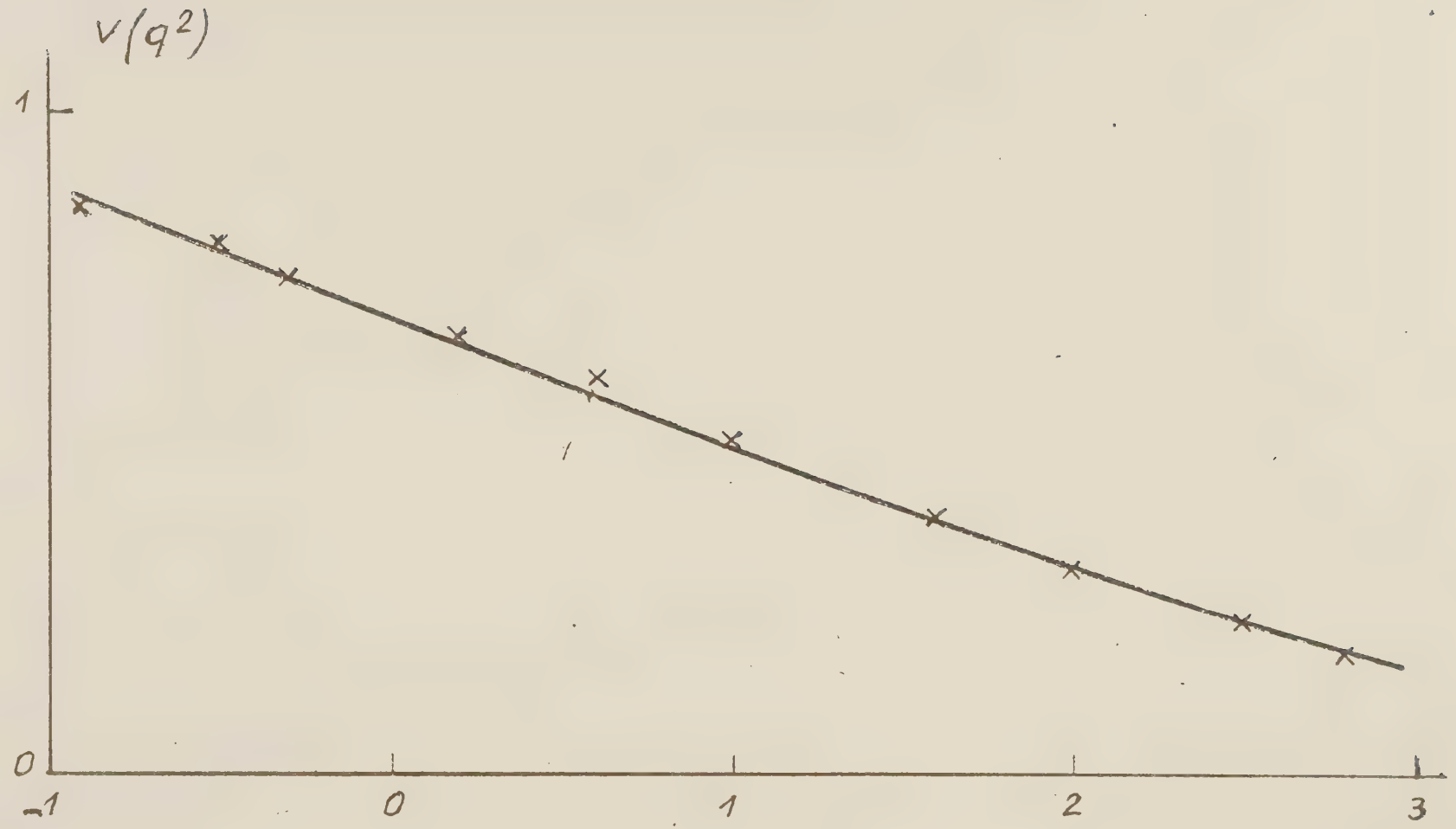



FIG. 2

$0 < q^2 < 20\ (GeV/c)^2$

# C H A P I T R E III

## MESONS ISOSCALAIRES

°

° °

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, les valeurs des rayons de charge $\langle r_A^2 \rangle$ et $\langle r_V^2 \rangle$ ont conduit à envisager un rôle prépondérant des mésons vectoriels isovectoriels et isoscalaires dans la structure électromagnétique du nucléon. Expérimentalement, on connaît deux mésons isoscalaires de même nombres quantiques T=0, $J^{PG} = I^{--}$ le $\varphi$ et le $\omega$ dont les masses sont respectivement de 1020 MeV et de 782 MeV. Les interactions de ces deux mésons avec les autres particules peuvent se déduire de la symétrie $SU_3$.

En effet, dans $SU_3$ il y a la place pour deux mésons de tels nombres quantiques ; à l'approximation où $SU_3$ est vérifiée l'un de ces mésons fait partie de l'octet des mésons vectoriels ( $\rho$ , $K^*$, $\varphi_8$ ) tandis que l'autre est un singlet de $SU_3$ $\omega_1$ . A l'aide de la relation de masse de Gell-Mann-Okubo on obtient pour la masse du $\varphi_8$ de l'octet une masse de 920 MeV, en désaccord avec les masses expérimentales des deux mésons isoscalaires connus.

Dans le cadre de la généralisation au cas de l'existence des trois particules de même nombres quantiques le $\omega$ , le $\varphi$ et la partie isoscalaire du photon, du type d'étude effectuée dans le cas du facteur de forme isovectoriel, nous partons d'un lagrangien nu dont nous admettons qu'il satisfait l'invariance $SU_3$. L'habillage des particules vectorielles par les paires de hadrons induit encore des transitions non seulement entre le photon et le méson couplé au courant d'hypercharge mais des deux mésons couplés au courant d'hypercharge et au courant baryonique entre eux. Nous avons alors obtenu les paramètres du mélange $\omega$-$\varphi$ en termes des déplacements de masse des baryons de spin 1/2, vérifier l'accord, en ce qui concerne le

singlet de $SU_3$ et le mélange $\omega - \varphi$ des paramètres calculés avec leurs valeurs déterminées phénoménologiquement et utilisé le propagateur et les constantes de couplage ainsi obtenus pour déterminer une expression du facteur de forme isoscalaire.

Le chapitre comportera cinq paragraphes :

I. Rappels des travaux sur les mésons $\omega$ et $\varphi$ .

2. Interaction des mésons vectoriels isoscalaires avec les autres particules.

3. Calcul du propagateur $\omega - \varphi$ , masses nues et angles de mélange.

4. Constantes de couplages habillées.

5. Facteur de forme.

I. On suppose habituellement que la violation de $SU_3$ peut être décrite par un terme qui se transforme comme la composante I = O $Y$ = O, d'un octet. On en déduit la formule de Gell-Mann-Okubo pour les mésons vectoriels :

$$4 m_{K^*}^2 = m_\rho^2 + 3 m_{\varphi_8}^2$$

d'où connaissant $m_\rho = 770$ MeV, $m_{K^*} = 891$ MeV on tire $m_{\varphi_8}$ = 920 MeV. Sakurai[47][48] a alors suggéré qu'il existe un mélange de configuration et que les mésons $\omega$ et $\varphi$ physiques sont une superposition des états $\varphi_8$ et $\omega_1$ . On écrit une première base orthogonale :

$$V_o = \begin{vmatrix} \varphi_8 \\ \omega_1 \end{vmatrix}$$

la matrice de masse carrée $M_o^2$ est réelle et symétrique par invariance par renversement du temps :

$$M_o^2 = \begin{vmatrix} m_8^2 & \delta m^2 \\ \delta m^2 & m_1^2 \end{vmatrix}$$

L'existence d'éléments non diagonaux est due à la violation de la symétrie $SU_3$ et donc à la possibilité d'avoir des transitions entre le singlet $\omega_1$ et le membre de l'octet. $\varphi_8$ . Les particules physiques $\varphi$ et $\omega$ sont associées aux vecteurs propres de la matrice de masse carrée : $V = \begin{vmatrix} \varphi \\ \omega \end{vmatrix}$ Dans la base physique, la matrice de masse carrée est diagonale avec, comme valeurs propres les masses carrées physiques

On en déduit la relation entre $V_o$ et V par une transformation linéaire R la transformation induite sur la matrice de masse carrée est :

$$M^2 = R\, M_o^2\, R^{-1}$$

les masses étant des quantités réelles la seule transformation R possible est une transformation orthogonale et l'équation $V = R\, V_o$ s'écrit :

$$\begin{cases} \varphi = \cos\theta\, \varphi_8 + \sin\theta\, \omega_1 \\ \omega = -\sin\theta\, \varphi_8 + \cos\theta\, \omega_1 \end{cases}$$

l'angle est appelé l'angle de mélange, on a alors les trois relations :

$$(16) \qquad \begin{cases} m_8^2 = \cos^2\theta\, m_\varphi^2 + \sin^2\theta\, m_\omega^2 \\ m_1^2 = \sin^2\theta\, m_\varphi^2 + \cos^2\theta\, m_\omega^2 \\ \delta m^2 = \sin\theta\cos\theta\, (m_\varphi^2 - m_\omega^2) \end{cases}$$

On utilise l'égalité $\mathrm{Tr}\, M^2 = \mathrm{Tr}\, M_o^2$, pour calculer la masse $m_1$

$$m_8^2 + m_1^2 = m_\varphi^2 + m_\omega^2$$

d'où $m_1 = 889{,}5$ MeV, avec la relation de Gell-Mann Okubo et l'équation (16) on obtient l'angle de mélange en termes de mélange en termes des masses physiques

$$4\, m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = 3\left[\cos^2\theta\, m_\varphi^2 + \sin^2\theta\, m_\omega^2\right]$$

et l'on trouve :

$$\theta = 40{,}2^\circ$$

Sakuraï établit alors en calculant les graphes :

les formules de déplacement des masses des octets, par exemple, pour les baryons de spin 1/2 :

$$\delta m_N = \beta\gamma\left[\sqrt{3}\,(1-\beta) - \frac{\beta}{\sqrt{3}}\right] m_{\varphi\omega}^2\, I_3$$

$$\delta m_\Lambda = \frac{-2 f \gamma}{\sqrt{3}} \beta \, m^2_{\varphi\omega} \, I_3$$

$$\delta m_\Sigma = \frac{2 f \gamma}{\sqrt{3}} \beta \, m^2_{\varphi\omega} \, I_3$$

$$\delta m_\Xi = \left[ -\sqrt{3}(1-\beta) - \frac{\beta}{\sqrt{3}} \right] m^2_{\varphi\omega} I_3$$

d'où $$2\delta m_N + 2\delta m_\Xi + 3\delta m_\Sigma + \delta m_\Lambda = 0$$

applications :

Le formalisme introduit par Coleman et Schnitzer et développé par Kroll Lee et Zumino pour décrire les processus physiques qui mettent en jeu les mésons vectoriels isoscalaires fait intervenir des hypothèses sur:

1) La forme de la matrice propagateur des mésons vectoriels après violation de la symétrie.

2) L'identité entre le courant hadronique électromagnétique et une combinaison linéaire des opérateurs de champs renormalisés des mésons vectoriels neutres.

Coleman et Schnitzer distinguent 3 types de mélange à partir de la matrice propagateur

$$D(k^2) = \left( k^2 - M_0 - \delta m - \delta_3 k^2 \right)^{-1}$$

1) Mélange de particules $D(k^2) = \left( k^2 - M \right)^{-1}$

2) Mélange de courant $D(k^2) = \left( k^2 - M_0 - \delta_3 k^2 \right)^{-1}$

3) Mélange non diagonal $D(k^2) = \left( k^2 - M - \delta_3 k^2 \right)^{-1}$

où M est diagonale et $\delta_3$ symétrique et non diagonale.

La méthode que nous avons utilisée suppose que la lagrangien nu des interactions fortes satisfait à la symétrie SU(3), les constantes de couplage et les masses nues étant inconnues. Nous effectuons une première renormalisation à l'approximation où SU(3) est vérifiée et nous utilisons l'hypothèse que les mésons $\omega$ et $\varphi$ sont composés pour déduire à partir des expressions des constantes de renormalisation des fonctions d'onde de ces mésons la constante de couplage du singlet de SU(3) avec l'octet des baryons de spin 1/2. Nous introduisons ensuite la violation de SU(3) en supposant qu'elle provient des déplacements de masse des baryons et des mésons pseudo-

scalaires. Les paramètres des mésons $\omega$ et $\varphi$ observables, le propagateur et les constantes de couplage sont alors des fonctions déterminées des intégrales convergentes correspondant à ces variations.

2) Détermination des interactions des mésons $\omega$ et $\varphi$ avec les autres baryons.

Soit $U$ l'octet des mésons vectoriels c'est une matrice :

$$U = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\varphi_8}{\sqrt{6}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\varphi_8}{\sqrt{6}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\varphi_8 \end{pmatrix}$$

la forme la plus générale invariante sous SU(3) de l'interaction de l'octet $U$ avec les autres octets s'écrit :

$$\beta\, Tr\left[\bar{\Lambda} U \Lambda + \bar{\Lambda}\Lambda U\right] + (1-\beta) Tr\left[\bar{\Lambda} U \Lambda - \bar{\Lambda}\Lambda U\right]$$

où $\Lambda$ est un octet (baryons ou mésons pseudoscalaires). L'invariant de spin unitaire est évidemment le même quelque soit l'octet $\Lambda$, seule la forme de l'invariant d'espace-temps est différente. En ce qui concerne le singlet $\omega_1$ on ne peut former que l'invariant $\omega_1\, Tr\, \bar{B} B$

En ce qui concerne l'interaction du $\varphi_8$ avec les baryons et les mésons pseudoscalaires la constante de couplage $g$ et le coefficient $\beta$ sont fixés par les interactions du méson $\rho$. Avec les baryons cette interaction s'écrit :

$$g\varphi_8\left[\frac{\beta}{\sqrt{3}}\left(-\bar{p}p - \bar{n}n + 2\bar{\Sigma}^+\Sigma^+ + 2\bar{\Sigma}^-\Sigma^- + 2\bar{\Sigma}^0\Sigma^0 - \bar{\Xi}^-\Xi^- - 2\bar{\Lambda}\Lambda\right)\right.$$
$$\left.\sqrt{3}(1-\beta)\left(\bar{p}p + \bar{n}n - \bar{\Xi}^-\Xi^- - \bar{\Xi}^0\Xi^0\right)\right]$$

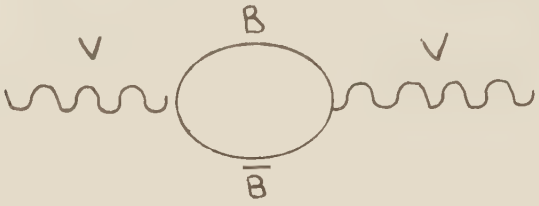
d'où avec $\beta = 0$, qui est le cas du couplage universel du $\rho$ au courant de spin isotopique :

$$\sqrt{3}\, g\, \varphi_8\left[\bar{p}p + \bar{n}n - \bar{\Xi}^-\Xi^- - \bar{\Xi}^0\Xi^0\right]$$

Pour le $\omega_1$ l'interaction a la forme :

$$f\omega_1\left(\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\Sigma}^0\Sigma^0 + \bar{\Sigma}^+\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^-\Sigma^- + \bar{\Xi}^-\Xi^- + \bar{\Xi}^0\Xi^0 + \bar{\Lambda}\Lambda\right)$$

la constante de couplage f n'est pas connue, nous utilisons l'hypothèse que les mésons vectoriels sont composés pour la déterminer. A l'approximation où SU(3) est vérifiée tous les baryons ont la même masse et les graphes




ont tous la même expression. Définissant alors compte tenu du nombre de baryons qui sont couplés au $\omega_1$ et au $\varphi_8$

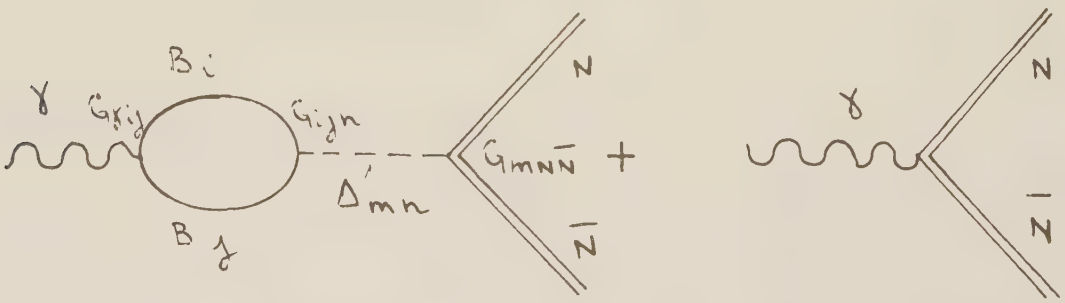
$$Z_{3\varphi_8} = 1 - 12\, g^2\, \mathcal{B} \qquad \mathcal{B} = \int \frac{\sigma\, da}{a(a-\mu^2)}$$

$$Z_{3\omega_1} = 1 - 8\, f^2\, \mathcal{B}$$

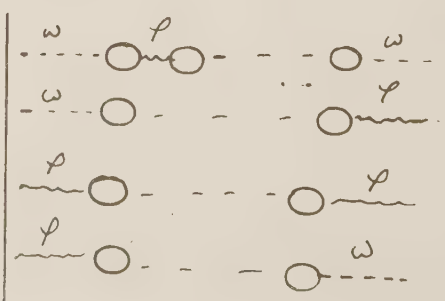
on tire f de l'annulation des constantes de renormalisation $Z_{3\varphi_8}$ (ou) et $Z_{3\omega_1}$

$$f^2 = \frac{3}{2}\, g^2$$

(3). En réalité toutes les particules d'un octet n'ont pas la même masse, et si l'on prend les baryons avec leurs masses physiques, les habillages des mésons vectoriels sont modifiés par des termes $\delta K_\omega$, $\delta K_\varphi$ fonctions des variations $\delta N$, $\delta \Xi$, $\delta \Sigma$ et $_C$ des masses des baryons à partir d'une masse moyenne commune. Ces variations produisent d'autre part des termes de transition $\omega - \varphi$ et le facteur de forme isoscalaire des nucléons prend alors la forme générale renormalisée :




où $\Delta'_{mn}$ =




$$F = V(q^2)\left(e - q^2 G_{\gamma ij} \int \frac{\sigma_{ij}\, da}{a(a+q^2)}\, G_{ijm}\, \Delta'_{mn}\, G_{nN\bar{N}}\right)$$

où $\Delta'_{mn}$ est la matrice propagateur des mésons vectoriels faisant intervenir les masses physiques $m_\omega$ et $m_\varphi$ et les boucles renormalisées déduites de la fonction de poids $\sigma_{ij}$.

En supposant que les constantes de couplage nues des mésons avec les autres hadrons satisfont SU(3), le lagrangien nu des hadrons et des mésons est[49]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_B + \frac{1}{2}\left(\tilde{V}^0_\mu V^0_\mu - \tilde{V}^0_\mu M^2_0 V^0_\mu\right) + V^0_\mu G^0 J^0_\mu$$

où l'on a introduit les grandeurs nues :

$$V_0 = \begin{vmatrix} \varphi_0 \\ \omega_0 \end{vmatrix} \qquad M^2_0 = \begin{vmatrix} m^2_{\varphi_0} & 0 \\ 0 & m^2_{\omega_0} \end{vmatrix}$$

et

$$\begin{vmatrix} g^\varphi_{0B} \\ g^\omega_{0B} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} g_0 & -g_0 & 0 & 0 \\ f_0 & f_0 & f_0 & f_0 \end{vmatrix}$$

selon SU(3), chaque colonne représente l'un des baryons $N$, $\Xi$, $\Sigma$, $\Lambda$ avec la multiplicité correspondant au spin isotopique. Le lagrangien renormalisé est alors :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_B + \frac{1}{2}\left(\tilde{V}_\mu Z V_\mu - \tilde{V}_\mu \bar{\nu}^2 V_\mu\right) + \tilde{V}_\mu G J_\mu .$$

où l'on a posé

$$Z = \begin{vmatrix} Z_\varphi & Z_{\omega\varphi} \\ Z_{\omega\varphi} & Z_\omega \end{vmatrix} \qquad \bar{\nu}^2 = \nu^2 + \delta\nu^2$$

avec

et

$$\nu^2 = \begin{vmatrix} m^2_\varphi Z_\varphi & 0 \\ 0 & m^2_\omega Z_\omega \end{vmatrix}$$

$$\delta\nu^2 = \begin{vmatrix} \delta\nu^2_\varphi & \delta\nu^2_{\omega\varphi} \\ \delta\nu^2_{\omega\varphi} & \delta\nu^2_\omega \end{vmatrix}$$

l'identité des deux lagrangiens implique :

$$V_o = A V \qquad G_o = \tilde{A}^{-1} G \qquad M_o^2 = \tilde{A}^{-1} \bar{V}^2 A^{-1} \qquad Z = \tilde{A} A$$

Donc connaissant les constantes nues on aurait les constantes physiques à l'aide de $A^{-1}$ . Mais pour déterminer A défini par $\tilde{A} A = Z$ on doit calculer Z qui est donné en fonction des boucles des baryons, donc en fonction des constantes de couplage physiques G que l'on cherche à déterminer et des fonctions de poids $\sigma$ qui sont des fonctions des masses observables des baryons :

$$B_{ij} = - q^2 \int \frac{\sigma_{ij}(a)\, da}{a(a+q^2)}$$

C'est une fonction divergente comme au chapitre 2 mais nous n'aurons besoin que des déplacements des boucles lorsqu'on prend les différents baryons avec leurs masses observables, on écrit

$$M = \overline{M} + \delta M$$

Les boucles $B_{ij}$ se décomposent donc en une partie divergente en théorie de perturbation et des variations qui viennent des violations de SU(3) et qui sont convergentes. Les fonctions $Z_\omega$ et $Z_\varphi$ s'écrivent de même

$$Z = Z(\bar{M}) + \delta Z = \begin{vmatrix} Z_o^8(\bar{M}) & 0 \\ 0 & Z_o^1(\bar{M}) \end{vmatrix} + \delta Z$$

$$= Z_o + \delta Z$$

avant violation de SU(3) $\delta Z = 0$, et $Z_o$ renormalise diagonalement les constantes $f_o$ et $g_o$ qui deviennent $f_1$ et $g_1$

$$f_o = \frac{f_1}{\sqrt{Z_o^1}} \qquad g_o = \frac{g_1}{\sqrt{Z_o^8}}$$

Nous utiliserons dans la suite, les équations de définition des constantes habillées et la relation de diagonalisation de la masse pour déterminer les constantes de couplage physique, mais l'on va donner d'abord le calcul du propagateur des mésons $\omega$ et $\varphi$ afin d'avoir un test de la validité de notre méthode en retrouvant dynamiquement les résultats établis phénoménologiquement par Coleman er Schnitzer[50].

3) Calcul dynamique des masses de la symétrie unitaire et des paramètres de mélange.

On a vu que les constantes nues $f_o$ et $g_o$ qui vérifient SU(3) conduisent après une première renormalisation dans laquelle on suppose que les masses des baryons sont égales, à des constantes $f_1$ et $g_1$ qui satisfont encore SU(3) la matrice $G_1$ est donc :

avec

$$G_1 = \begin{vmatrix} g_1 & -g_1 & 0 & 0 \\ f_1 & f_1 & f_1 & f_1 \end{vmatrix}$$

$$g_1 = \sqrt{3}\, g_{1\rho} \qquad f_1 = \sqrt{\frac{3}{2}}\, g_{1\rho}$$

On va donc calculer l'habillage d'un méson vectoriel de masse $m_o$ en interaction avec les baryons, puis la matrice propagateur des 9 mésons vectoriels.

Pour un méson unique le dénominateur du propagateur $q^2 + m_o^2$ devient $q^2 + m_o^2 - g^2 B$ avec :

$$B = \frac{-q^2}{12\pi^2} \int \frac{\sqrt{1-\frac{4M^2}{a}}\,(2M^2+a)\,da}{a\,(q^2+a)}$$

où l'on a supposé que B, coefficient du $\delta_{\mu\nu}$ d'un tenseur invariant de jauge a une forme soustraite. Pour la matrice propagateur non renormalisée il vient :

$$\left|\Delta_o^{-1}\right| = \bar{\bar{q}}^2 + \bar{\bar{m}}_o^2 - \tilde{G}_o\, B\, G_o$$

$$= \bar{\bar{q}}^2 + \bar{\bar{m}}_o^2 - \bar{\bar{K}}_o$$

Pour des valeurs de $q^2 \ll M^2$ l'intégrale :

$$\int_{4(\bar{M}+\delta M)^2}^{\infty} \frac{\sigma(\bar{M}+\delta M, a)\,da}{a(a+q^2)} \approx c_o(\bar{M}) + \delta c(\delta M, \bar{M})$$

avec

$$c_o = \int \frac{\sigma(\bar{M})\,da}{a(a-\mu^2)} \qquad \delta c = \delta M \times \frac{\partial c_o}{\partial \bar{M}} \qquad \bar{\bar{K}}_o = (\bar{\bar{c}}_o + \bar{\bar{\delta c}})\, q^2$$

Pour les mésons $\omega$ et $\varphi$ le propagateur s'écrit donc :

$$\Delta^0(q^2)^{-1} = \begin{vmatrix} q^2 + m_0^{8\,2} + g_0^2 q^2 c_{0\varphi} + g_0^2 q^2 \delta c_\varphi & f_0 g_0 \delta c_{\omega\varphi}\, q^2 \\ f_0 g_0 \delta c_{\omega\varphi}\, q^2 & q^2 + m_0^{1\,2} + g_0^2 q^2 c_{0\omega} + g_0^2 q^2 \delta c_\omega \end{vmatrix}$$

l'élément

$$\left(\Delta^0(q^2)^{-1}\right)_{\varphi\varphi} = q^2\left(1 + g_0^2 c_{0\varphi}\right) + m_0^{8\,2} + g_0^2 q^2 \delta c_\varphi$$

Or on a :

$$1 + g_0^2 c_{0\varphi} = (Z_0^8)^{-1} \qquad g_0^2 = \frac{g^2}{Z_0^8}$$

Si $m_1^8$ est la masse des mésons vectoriels de l'octet à l'ordre de renormalisation où SU(3) est conservée :

$$m_0^{8\,2} = m_1^{8\,2} + \frac{\delta\nu_1^2}{Z_0^8}$$

$$\left(\Delta_0(q^2)^{-1}\right)_{\varphi\varphi} = \frac{1}{Z_0^8}\left(q^2 + m_1^{8\,2} + g^2 q^2 \delta c_\varphi\right)$$

le même raisonnement pour les autres mésons vectoriels conduit à la matrice propagateur :

$$\Delta_0^{-1} = \begin{vmatrix} \frac{1}{Z_0^8}\left(q^2 + m_1^{8\,2} + g^2 q^2 \delta c_{K^*}\right) & & \\ & \frac{1}{Z_0^8}\left(q^2 + m_1^{8\,2} + g^2 q^2 \delta c_\rho\right) & \\ & \frac{1}{Z_0^8}\left(q^2 + m_1^{8\,2} + g^2 q^2 \delta c_\varphi\right) & \frac{1}{\sqrt{Z_0^1 Z_0^8}} f g q^2 \delta c_{\omega\varphi} \\ & \frac{1}{\sqrt{Z_0^1 Z_0^8}} f g q^2 \delta c_\omega & \frac{1}{Z_0^1}\left(q^2 + m_1^{0\,2} + f^2 q^2 \delta c_\omega\right) \end{vmatrix}$$

où

$$\delta c_\varphi = \sum_{N \geq} g \bar{M} \delta M \int \frac{da}{a^2\sqrt{a - 4M^2}}$$

$$\delta c_\varphi = \frac{1}{6\pi^2 \bar{M}} \left( 2n + 2\xi \right)$$

$$\delta c_\omega = \frac{1}{6\pi^2 \bar{M}} \left( 2n + 2\xi + 3\sigma + \lambda \right)$$

$$\delta c_{\omega\varphi} = \frac{1}{6\pi^2 \bar{M}} \left( 2n - 2\xi \right)$$

$$\delta c_\rho = \frac{1}{2\pi^2 \bar{M}} \left( 2n + 2\xi + 8\sigma \right)$$

$$\delta c_{K^*} = \frac{1}{2\pi^2 \bar{M}} \left( n + \xi + \sigma + \lambda \right)$$

où : $n = M_n - \bar{M}$ , $\xi = M_\Xi - \bar{M}$ , $\sigma = M_\Sigma - \bar{M}$ , $\lambda = M_\Lambda - \bar{M}$

Numériquement, en prenant comme masse moyenne la moyenne arithmétique des masses des baryons : $\bar{M} = \left( 2N + 2\Xi + 3\Sigma + \Lambda \right) / 8$ ce qui est légitime puisque le calcul des différences de masses des baryons (par exemple Sakurai[47]) conduit à des valeurs qui vérifient cette relation. On a donc M = 1150 MeV d'où n = -211 MeV , $\xi$ = -35 MeV, $\lambda$ = 40 MeV, $\sigma$ = 170 MeV.

Contribution des mésons pseudoscalaires.

Le $\omega$ n'a pas d'interaction avec les mésons pseudoscalaires, seuls les mésons de l'octet ont un déplacement de masse induit par la violation de SU(3) pour l'octet pseudoscalaire. A partir de la fonction de poids calculée en (8) on obtient :

$$\delta c_\varphi = \sum_{K^0, K^\pm} \frac{\mu \delta\mu}{4\pi^2} \int \frac{\sqrt{1 - \frac{4\mu^2}{a}}}{a(a+q^2)} \, da$$

Le propagateur non renormalisé prend la forme :

$$\Delta_0'^{-1} = \begin{vmatrix} \frac{1}{Z_0^8}\left( q^2 + \mu_V^2 + q^2 \epsilon_{K^*} \right) & & \\ & \frac{1}{Z_0^8}\left( q^2 + \mu_V^2 + q^2 \epsilon_\rho \right) & \\ & \frac{1}{Z_0^8}\left( q^2 + \mu_V^2 + q^2 \epsilon_\varphi \right) & \frac{\epsilon_{\omega\varphi} q^2}{\sqrt{Z_0^1 Z_0^1}} \\ & \frac{\epsilon_{\omega\varphi} q^2}{\sqrt{Z_0^1 Z_0^1}} & \frac{1}{Z_0^1}\left( q^2 + \mu_0^2 + q^2 \epsilon_\omega \right) \end{vmatrix}$$

avec : $\epsilon_{\omega\varphi} = -0,16$ , $\epsilon_\omega = 0$ , $\epsilon_\varphi = -\epsilon_\rho = 2\epsilon_{K^*} = -6\times10^{-2}$

Sa renormalisation principale avant violation de SU(3) et sous l'hypothèse $Z_0^1 = Z_0^8$ qui permet d'évaluer le rapport g/ f, a pour effet de supprimer les constantes de renormalisation $Z_0^1$ et $Z_0^8$

On obtient donc $\Delta'^{-1}$ sous la forme établie par Coleman et Schnitzer, qu'ils écrivent :

$$\left[D(q^2)\right]^{-1} = \begin{vmatrix} (1-2\epsilon)q^2 - M_1 & & & \\ & (1+\epsilon)q^2 - M_1 & & \\ & & (1+2\epsilon)q^2 - M_1 & q^2\beta \\ & & q^2\beta & q^2 - M_2 \end{vmatrix}$$

En imposant d'une part que le $\rho$ et le $K^*$ aient leurs masses physiques ils obtiennent :

$$\epsilon = -0,12 \qquad M_1 = 0,69\ \text{GeV}^2$$

et d'autre part que le propagateur ait des pôles à la masse du $\omega$ et du $\varphi$

$$M_2 = 0,68\ \text{GeV}^2 \qquad \beta = \pm 0,18$$

Nous obtenons donc bien entre les particules de l'octet $\rho$ , $K^*$ et $\varphi$ la relation correcte entre les $\epsilon$ , de plus nous avons aussi $\epsilon_\omega = 0$ , $\epsilon_{\omega\varphi} \sim \beta$ mais la valeur obtenue pour $\epsilon$ est trop faible par un facteur 4.

La diagonalisation de la matrice $\Delta'^{-1}_0$ par la matrice

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{Z_0^8}} & \\ & \frac{1}{\sqrt{Z_0^1}} \end{vmatrix} A_1$$

ou de la matrice $D^{-1}$ par la matrice $A_1$ impose

a) que $\tilde{A}_1 A_1 = \begin{pmatrix} 1+2\epsilon & \beta \\ \beta & 1 \end{pmatrix}$.

b) que $\tilde{A}_1 \begin{pmatrix} M_2 & 0 \\ 0 & M_1 \end{pmatrix} A_1$ soit diagonale

(a) a pour solution générale

$$A = \begin{vmatrix} \lambda_1 \cos\theta_1 & -\lambda_1 \sin\theta_1 \\ \lambda_2 \sin\theta_2 & \lambda_2 \cos\theta_2 \end{vmatrix}$$

Ce qui introduit comme l'ont noté Kroll, Lee et Zumino[26] deux angles de mélange.

4) Détermination des constantes de couplage observables du $\omega$ et du $\varphi$ avec les baryons.

On a introduit les définitions des matrices constantes de couplage nues $G_0$ et habillées $G$ liées par la relation :

$$\tilde{G}\, G = \tilde{G}_0\, Z\, G_0$$

et la matrice $G_1$ qui se déduit de $G_0$ par l'habillage symétrique sous SU(3).

Cette matrice qui est estimée numériquement à partir du méson $\rho$ est en accord qualitatif avec l'analyse phénoménologique du mélange $\omega\,\varphi$

Cependant cela est insuffisant pour déterminer le facteur de forme isoscalaire des nucléons dans lequel interviennent les constantes de couplage totalement habillées et la boucle reliée à la matrice Z. Nous avons donc à calculer les constantes de couplage G, on a :

$$\tilde{G}\, G = \tilde{G}_0 (Z_0 + \delta Z)\, G_0$$

avec :

$$G = G_1 + \delta G$$

et :

$$\tilde{G}_1\, G_1 = \tilde{G}_0 Z_0\, G_0$$

où $Z_0$ étant diagonale peut être prise sous la forme $Z_0 = \bar{I}\ Z_0^8$ moyennant une redéfinition des constantes de couplage

$$g'_1 = g_1 \sqrt{\frac{Z_0^8}{Z_0^1}} = g_0 \sqrt{Z_0^1} \sqrt{\frac{Z_0^8}{Z_0^1}}$$

On a la relation :

$$\tilde{G}_1 \delta G + \delta\tilde{G}\, G_1 = \frac{1}{Z_0}\, \tilde{G}_1\, \delta Z\, G_1$$

Si l'on explicite cette équation on obtient l'ensemble d'équations suivant :

(17)

$$
\begin{aligned}
\delta G^{\omega}_{n} &= \frac{1}{Z_0}\left(\frac{f}{2}\delta Z_{\omega\omega} + g\,\delta Z_{\omega\varphi} - \frac{c}{f}\right)\\
\delta G^{\omega}_{1} &= \frac{1}{Z_0}\left(\frac{f}{2}\delta Z_{\omega\omega} - g\,\delta Z_{\omega\varphi} + \frac{c}{f}\right)\\
\delta G^{\omega}_{\sigma} &= \delta G^{\omega}_{\lambda} = \frac{f}{2Z_0}\delta Z_{\omega\omega}\\
\delta G^{\varphi}_{n} &= \frac{1}{Z_0}\left(\frac{g}{2}\delta Z_{\varphi\varphi} + \frac{c}{g}\right)\\
\delta G^{\varphi}_{1} &= \frac{1}{Z_0}\left(\frac{c}{g} - \frac{g}{2}\delta Z_{\varphi\varphi}\right)\\
\delta G^{\varphi}_{\sigma} &= \delta G^{\varphi}_{\lambda} = \frac{c}{Z_0 g}
\end{aligned}
$$

On vérifie sur ces équations que les constantes de couplage du $\omega$ et du $\varphi$ avec les baryons satisfont la relation de Gell-Mann Okubo :

$$
\begin{aligned}
3\,\delta G^{\varphi}_{\lambda} + \delta G^{\varphi}_{\sigma} &= 2\left(\delta G^{\varphi}_{n} + \delta G^{\varphi}_{1}\right)\\
3\,\delta G^{\omega}_{\lambda} + \delta G^{\omega}_{\sigma} &= 2\left(\delta G^{\omega}_{n} + \delta G^{\omega}_{1}\right)
\end{aligned}
$$

Il reste donc à calculer les variations $\delta Z_{\omega}$ , $\delta Z_{\varphi}$, $\delta Z_{\omega\varphi}$ qui sont fonctions des constantes de couplage habillées que l'on cherche.

On a :

$$
\overline{\overline{Z}} = 1 - \tilde{G}\,B\,G
$$

On obtient :

(18)

$$
\begin{aligned}
\delta Z_{\omega\omega} &= \left(2\delta G^{\omega}_{n} + 2\delta G^{\omega}_{1} + 3\delta G^{\omega}_{\sigma} + \delta G^{\omega}_{\lambda}\right)2f B +\\
&\quad + f^2\left(2\delta B_n + 2\delta B_1 + 3\delta B_\sigma + \delta B_\lambda\right)\\
\delta Z_{\varphi\varphi} &= 4g B\left(\delta G^{\varphi}_{n} - \delta G^{\varphi}_{1}\right) + 2g^2\left(\delta B_n + \delta B_1\right)\\
\delta Z_{\omega\varphi} &= 2B\left(f\delta G^{\varphi}_{n} + f\delta G^{\varphi}_{1} + g\,\delta G^{\omega}_{n} - g\,\delta G^{\omega}_{1}\right)\\
&\quad + 2fg\left(\delta B_n - \delta B_1\right)
\end{aligned}
$$

en remplaçant 17 dans 18 et en posant :

$$\Delta B = 2\delta B_n + 2\delta B_1 + 3\delta B_\sigma + \delta B_\lambda$$

$$\delta^+ = \delta B_n + \delta B_1$$

$$\delta^- = \delta B_n - \delta B_1$$

on trouve pour les variations des huit constantes de couplage :

$$\delta G^\omega_n = \frac{f^3}{2}\Delta B + 2g^2 f \delta^- - \frac{c}{Z_0 f}$$

$$\delta G^\omega_1 = \frac{f^3}{2}\Delta B - 2g^2 f \delta^- + \frac{c}{Z_0 f}$$

$$\delta G^\omega_\sigma = \delta G^\omega_\lambda = \frac{f^3}{2}\Delta B$$

$$\delta G^\varphi_n = g^3\delta^+ + \frac{c}{Z_0 g}$$

$$\delta G^\varphi_1 = -g^3\delta^+ + \frac{c}{Z_0 g}$$

$$\delta G^\varphi_\sigma = \delta G^\varphi_\lambda = \frac{c}{Z_0 g}$$

de ces expressions on tire la forme de la matrice A :

$$G = \tilde{A} G_0 = \tilde{A} \frac{1}{\sqrt{Z_0}} G_1$$

$$G_1 = G_1 + \begin{vmatrix} g^3\delta^+ & -g^3\delta^+ & 0 & 0 \\ \frac{f^2}{2}\Delta B + 2f^2 g\delta^- & \frac{f^3}{2}\Delta B + 2f^2 g\delta^- & \frac{f^3}{2}\Delta B & \frac{f^3}{2}\Delta B \end{vmatrix}$$

$$+ \frac{c}{Z_0} \begin{vmatrix} \frac{1}{g} & \frac{1}{g} & \frac{1}{g} & \frac{1}{f} \\ -\frac{1}{f} & \frac{1}{f} & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

(19)

$$\tilde{A} = \overline{A} + \bar{c}\, z_2 = \sqrt{Z_0} \begin{vmatrix} 1+g^2\delta^+ & 0 \\ 2fg\delta^- & 1+\frac{f^2}{2}\Delta B \end{vmatrix} + \bar{c} \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$$

avec $$\overline{c} = \frac{c}{Z_0 \delta_y}$$

où la constante c est arbitraire. La condition que nous avons utilisée pour obtenir cette expression de la matrice A se traduisant par $\delta(\tilde{G} G) = 0$ G n'est déterminée qu'à une transformation unitaire unimodulaire près. Définissons donc la matrice $\alpha$ :

$$A = \alpha \, \mathcal{O} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \mathcal{O}$$

où

$$\mathcal{O} = A \ (c = 0)$$

L'angle $\theta$ est alors déterminé par la diagonalisation de la matrice de masse

(20) $$\tilde{A}^{-1} \overline{\nu}^2 A^{-1} = M_0^2 \text{ diagonale}$$

La matrice $\overline{\nu}^2$ peut être calculée à partir des boucles de baryons, on a

$$\nu_\ell^2 = \ell^2 + \sum_B \frac{G_\ell^B{}^2 \, 3\ell^4}{12\pi^2 \, 20 \overline{M}^2}$$

$$\delta\nu^2_{\omega\varphi} = \sum_B \frac{G_\varphi^B \, G_\omega^B}{12\pi^2} \, \frac{\omega^2 \varphi^2}{5\overline{M}^2}$$

Si l'on exprime ces quantités à partir de la masse moyenne des baryons il vient :

(21)
$$\nu_\omega^2 = \omega^2 + \frac{1}{4\pi} \, \frac{12\omega^4}{5\overline{M}^2}$$

$$\nu_\varphi^2 = \varphi^2 + \frac{1}{4\pi} \, \frac{12\varphi^4}{5\overline{M}^2}$$

$$\delta\nu^2_{\omega\varphi} = \frac{\omega^2\varphi^2}{5\pi\overline{M}^3} \left[ \frac{\sin^2\theta}{8}\left(2n + 2\eta - 3\sigma - \lambda\right) + \frac{\cos 2\theta}{\sqrt{2}}\left(n - \eta\right)\right]$$

On vérifie que :

$$\frac{\tilde{\mathcal{O}}\,\mathcal{O}}{Z_0} \sim \begin{vmatrix} 1 + \frac{2g^2(n+\eta)}{6\pi^2\overline{M}} & \frac{2fg(n-\eta)}{6\pi^2\overline{M}} \\ \frac{2fg(n-\eta)}{6\pi^2\overline{M}} & 1 \end{vmatrix}$$

ce qui est l'expression donnée au paragraphe précédent pour retrouver les résultats de Coleman et Schnitzer, et où l'on prenait pour la boucle des baryons l'expression $q^2(c + \delta c)$ indépendante de $m_\nu^2$, tandis que l'on doit correctement calculer l'expression de $q^2 f(q^2)$ au voisinage des pôles ce qui conduit à l'équation ci-dessus (20)qui s'écrit :

$$M_0^2 = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x & 0 \\ -\epsilon & y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega & \Delta \\ \Delta & \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x & -\epsilon \\ 0 & y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

avec suivant (19) et (21) :

$$x = 1 \qquad y = 1 + \epsilon_1 \qquad \omega^2 = \omega^2 + \Delta\omega^2 \qquad \varphi^2 = \varphi^2 + \Delta\varphi^2$$

$$\Delta = \Delta\sqrt{2}\,\omega\varphi \qquad \epsilon = \epsilon_3 = -0,16$$

$$\operatorname{tg} 2\theta \left( -x^2 + \epsilon^2 - 2\epsilon y \frac{\Delta}{\omega} + y^2 \frac{\varphi}{\omega} \right) = 2\epsilon x - \frac{2y\,\Delta x}{\omega}$$

et donc un angle $\theta$ d'environ 22° en accord avec les estimations de Kroll, Lee et Zumino.

5) Facteur de forme isoscalaire.

Connaissant d'une part la matrice A et donc les constantes G et d'autre part les masses physiques des mésons il est possible d'écrire le facteur de forme. $G_\gamma^0$ est la constante de couplage isoscalaire du photon avec les baryons suivant la décomposition de la matrice de charge $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ cette interaction s'écrit :

$$\frac{e}{2} \begin{vmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

tandis que l'interaction du $\varphi_0$ avec les baryons était :

$$\begin{vmatrix} g & -g & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

On peut écrire :

$$\frac{e}{2} \begin{vmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{e}{2g} & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} g & -g & 0 & 0 \\ f & f & f & f \end{vmatrix}$$

ce qui permet d'exprimer l'interaction du photon et des baryons en fonction de la matrice de couplage mésons vectoriels baryons dans l'approximation où SU(3) est vérifiée.

Comme par définition on a pour la matrice habillée des couplages mésons vectoriels - baryons :

$$G_V^B = \tilde{A}\, G_1$$

il vient

$$G_\gamma^B = \begin{pmatrix} \frac{e}{2g} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} A^{-1} G_V^B$$

On va donc pouvoir adopter un mode de calcul identique à celui utilisé pour le méson $\rho$, pour exprimer les divergences qui apparaissent au numérateur du facteur de forme, en fonction des constantes de renormalisation $Z_3\varphi$, $Z_3\omega$ et donner le schéma du calcul dans le cas où $q^2$ est négatif et voisin des pôles.

La matrice propagateur des mésons vectoriels se réduit à la forme :

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{q^2+\varphi^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{q^2+\omega^2} \end{vmatrix}$$

On a donc :

$$\frac{F-e}{F_N} = G_\gamma^B \begin{vmatrix} B_N & & & \\ & B_\Xi & & \\ & & B_\Sigma & \\ & & & B_\Lambda \end{vmatrix} \begin{vmatrix} G_N^\varphi & G_N^\omega \\ G_\Xi^\varphi & G_\Xi^\omega \\ G_\Sigma^\varphi & G_\Sigma^\omega \\ G_\Lambda^\varphi & G_\Lambda^\omega \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \frac{1}{q^2+\varphi^2} & \\ & \frac{1}{q^2+\omega^2} \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} G_N^\varphi & 0 & 0 & 0 \\ G_N^\omega & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$= \begin{vmatrix} \frac{e}{2g} & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} & \\ \tilde{A}^{-1} & \\ & \end{vmatrix} \begin{vmatrix} G_N^{\varphi^2} B_N + G_\Xi^{\varphi^2} B_\Xi + \dots & G_N^\varphi G_N^\omega B_N + \dots \\ G_N^\varphi G_N^\omega B_N + \dots & G_N^{\omega^2} B_N + G_\Xi^{\omega^2} B_\Xi + \dots \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{q^2+\varphi^2} & \\ & \frac{1}{q^2+\omega^2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} G_N^\varphi & 0 & 0 & 0 \\ G_N^\omega & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \dots$$

une boucle B s'écrit :

$$B = -q^2 \int \frac{\sigma(a)\, da}{a(q^2+a)}$$

l'intégrale est divergente, on peut alors ajouter :

$$q^2\left[Z - \left(1 - q^2\int \frac{\sigma\, da}{(a-\ell^2)^2}\right)\right]$$

où $\ell$ est la masse du méson $\omega$ ou $\varphi$ $G$ le produit $G_N^{\varphi\,2}$ ou $G_N^{\omega\,2}$

On obtient l'expression :

$$-q^2\left[\int \frac{\sigma(a)\,da}{a\,(a+q^2)} - \int \frac{\sigma(a)\,da}{(a-\ell^2)^2}\right] = \frac{-q^2\left(q^2+2\ell^2\right)}{4\pi^2 \times 15\, M^2}$$

Pour la contribution de tous les baryons étant donné la forme de la constante de couplage habillée, il vient respectivement pour le $\varphi$ et le $\omega$ (en négligeant les corrections $\epsilon$ qui sont de l'ordre du dixième)

$$\frac{-2\,q^2\left(q^2+2\omega^2\right)}{5\pi\,\bar{M}^2}$$

et

$$\frac{-2q^2\left(q^2+2\varphi^2\right)}{5\pi\,\bar{M}^2}$$

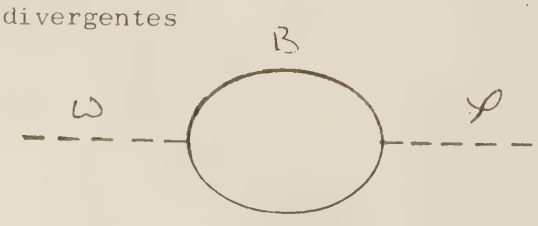
Donc en reportant dans le facteur de forme :

$$\frac{\bar{F}-e}{F_N} = \begin{vmatrix} \frac{e}{2g} & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{A}^{-1} \end{vmatrix} \begin{matrix} q^2\left(Z\varphi - 1\right) - \frac{2q^2\left(q^2+2\varphi^2\right)}{5\pi\bar{M}^2} + \xi_\varphi \\ R_{\omega\varphi} \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} R_{\omega\varphi} \\ q^2\left(Z\omega - 1\right) - \frac{2q^2\left(q^2+2\omega^2\right)}{5\pi\bar{M}^2} + \xi_\omega \end{matrix} \begin{vmatrix} \frac{1}{q^2+\varphi^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{q^2+\omega^2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} G_N^{\varphi} & 0 & 0 & 0 \\ G_N^{\omega} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$\xi_\varphi$ et $\xi_\omega$ sont de petits termes supplémentaires qui proviennent d'une part des petites corrections négligées dans les constantes de couplage et d'autre part de la contribution des différences de masse des baryons à partir de la masse moyenne.

Les termes antidiagonaux proviennent des boucles dont les expressions ne sont pas divergentes



On va cependant pour la symétrie du calcul introduire les $Z_{\omega\varphi}$ et calculer pour un baryon :

$$-q^2 G_\omega G_\varphi \int \frac{\sigma(a)\,da}{a(a+q^2)} + q^2 G_\omega G_\varphi \int \frac{\sigma(a)\,da}{(a-\omega^2)(a-\varphi^2)} + q^2 Z_{\omega\varphi}$$

Le calcul est identique à celui effectué pour les termes diagonaux mais lorsqu'on fait la somme sur tous les baryons de masse moyenne $\overline{M}$ la contribution est évidemment nulle et il vient le terme dû au déplacement des masses physiques des baryons à partir de SU(3).

$$\frac{F-e}{F_N} = \begin{vmatrix} \frac{e}{2g} & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{A}^{-1} - 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} q^2(Z_\varphi - 1) - \frac{2q^2(q^2+2\varphi^2)}{5\pi\bar{M}^2} + \xi_\varphi & -q^2 Z_{\omega\varphi} + q^2(q^2+\omega^2+\varphi^2)\epsilon_{\omega\varphi} \\ -q^2 Z_{\omega\varphi} + q^2(q^2+\omega^2+\varphi^2)\epsilon_{\omega\varphi} & q^2(Z_\omega - 1) - \frac{2q^2(q^2+2\omega)}{5\pi\bar{M}^2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \frac{1}{q^2+\varphi^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{q^2+\omega^2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} G_N^\varphi & 0 & 0 & 0 \\ G_N^\omega & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Si l'on néglige encore dans $\tilde{A}^{-1}$ les corrections en $\epsilon$ (ce qui revient à confondre les deux angles de KLZ) on obtient en fonction de l'angle $\theta$ $c = \cos\theta$ , $s = \sin\theta$:

$$\frac{F-e}{F_N} = \frac{1}{q^2+\varphi^2} cg \left\{ \left[ q^2(Z_\varphi - 1) - \frac{2q^2(q^2+2\varphi^2)}{5\pi\bar{M}^2} + \xi_\varphi \right] \frac{ec}{2g} - \left[ -q^2 Z_{\omega\varphi} + q^2(q^2+\omega^2+\varphi^2)\epsilon_{\omega\varphi} \right] \frac{es}{2g} \right\} + \frac{1}{q^2+\omega^2} sf \left\{ -\frac{es}{2g} \left[ q^2(Z_\omega - 1) - \frac{2q^2(q^2+2\varphi^2)}{5\pi\bar{M}^2} + \xi_\omega \right] + \frac{ec}{2g} \left[ -q^2 Z_{\omega\varphi} - q^2(q^2+\omega^2+\varphi^2)\epsilon_{\omega\varphi} \right] \right\}$$

# CONCLUSION

Les résultats exposés dans ce travail montrent que les méthodes de la théorie quantique des champs permettent de traiter avec précision les propriétés connues des mésons vectoriels, qui jouent un rôle important dans la structure électromagnétique du nucléon.

Dans le cas isovectoriel, où la dépendance en transfert du facteur de forme est bien connue pour un large domaine de $q^2$ du genre espace et commence à être étudiée dans la région du genre temps, l'expression que nous établissons pour la contribution du méson $\rho$ :

$$F \sim \frac{\rho^2}{(q^2+\rho^2)(1-D)}$$

ne se réduit à la contribution du méson $\rho$ de largeur nulle du modèle de la dominance vectorielle que lorsque D est nulle. La correction D peut être calculés exactement à $q^2$ petit, elle est positive et accroît le désaccord entre le facteur de forme théorique et les données expérimentales.

Cette remarque justifie les doutes sur la validité de l'argument de la "proximité des singularités" pour interpréter les données expérimentales à des transferts de l'ordre du GeV dans la région du genre espace par la contribution du pôle du $\rho$ .

Nous avons alors cherché, par confrontation avec les données expérimentales à déterminer la contribution des états de masses élevées. En effet le désaccord entre le contribution du méson $\rho$ et de son habillage et les valeurs expérimentales est vraisemblablement imputable aux graphes de vertex où l'impulsion est échangée par plus de deux particules entre le méson $\rho$ ou le photon et les nucléons[40]. Ces graphes ne sont pas calculables dans l'état actuel des méthodes de la théorie des champs et il n'en existe que des estimations de comportement asymptotique dans des modèles. Nous représentons ce vertex les intégrales de dispersion pour l'expression $\left(\frac{\Lambda^2}{q^2+\Lambda^2}\right)^n$. La comparaison avec les données expérimentales dans la région du genre espace (la masse caractéristique $\Lambda^2$ étant fixée à 40 $(GeV/c)^2$ par les contraintes physiques sur le méson $\rho$ ) permet de déterminer le paramètre n. Nous donnons alors un ajustement de $n(q^2)$ sous la forme $\ell$-log

qui n'est donc pas en accord avec les estimations fondées sur l'analyse du comportement asymptotique, et qui n'est pas analytique à $q^2 = 0$

Avec le développement des mesures dans la région du genre temps, l'intérêt du type de traitement que nous proposons est de pouvoir utiliser les informations disponibles sur tout le domaine du transfert pour déterminer une expression du vertex $\rho N\bar{N}$ qui pourra conduire à une meilleure compréhension de la structure interne du nucléon.

La seconde partie (chapitre III) présente la généralisation de cette étude au cas isoscalaire. Dans ce cas en présence de trois particules de même nombres quantiques, le $\omega$ , le $\varphi$ et la partie isoscalaire du photon, nous partons d'un lagrangien nu qui satisfait l'invariance SU(3). L'habillage des particules vectorielles par les paires de hadrons induit encore des transitions, non seulement entre le photon et le méson couplé au courant d'hypercharge, mais des deux mésons couplés au courant d'hypercharge et au courant baryonique entre eux. Nous avons alors obtenu les paramètres du mélange $\omega - \varphi$ en termes des déplacements de masses des baryons de spin 1/2, vérifier l'accord en ce qui concerne le singlet de SU(3) et le paramètre de mélange avec les valeurs déterminées phénoménologiquement. Nous avons alors utilisé le propagateur et les constantes de couplage ainsi obtenus pour établir une expression du facteur de forme isoscalaire.

# REFERENCES


1 Hofstadter - Rev. of Mod. Phys. 28 (56) 214.

2 Gourdin - Diffusion des électrons de Haute Energie (Masson).

3 Gourdin - Cours à l'école internationale de Physique des Particules Elémentaires - Basko Polje - Makarska (71).

4 Wilson in Proceedings of the 1971 international symposium on electron and photon interactions at high energies.

5 Dudelzak - Thèse à la Faculté des Sciences d'Orsay (65).

6 Hand,Miller, Wilson -Rev. of Mod. Phys. 35 (63) 335.

7 Albrecht et coll. - Phys.Rev. Lett. 17 (66) 1192.

8 Coward et coll. - Phys. Rev. Lett. 20 (68) 292.

9 Berkelman et coll. - Phys. Rev. Lett. 130 (63) 2061.

10 Hughes - Phys. Rev. 139 (65) 458.

11 Dudelzak et coll. - N.C. 20 (63) 18.

12 Akerlof et coll. - Phys. Rev. 135 (64) 810.

13 Budnitz et coll. - Phys. Rev. 173 (68) 1357.

14 Dunning et coll. - Phys. Rev. 141 (66) 1286.

15 Janseens - Phys. Rev. 142 (66) 922.

16 Nucleon structure - Poceedings of the international Conference at Stanford University (63).

17 Bernstein - Elementary particles and their currents (Freeman).

18 Nambu - Phys. Rev. 106 (57) 1366.

19 Chew - Phys. Rev. Lett. 4 (60) 142.

20 Frazer et Fulco - Phys. Rev. 117 (60) 1609.

21 Clementel et Villi - N.C. 4 (58) 1207.

22 Sakuraï - Currents and mesons (Chicago).

23 Gell-Mann et Zachariasen - Phys. Rev. 124 (61) 953.

24 Massam et Zichichi - N.C. 43 (66) 1157.

25 King-YuenNg - Phys. Rev. 170 (68) 1435.

26 Kroll, Lee et Zumino - Phys. Rev. 157 (67) 1376.

27 Di Vecchia et Drago - Lett. N.C. 1 (69) 917.

28 Jengo et Remiddi - Lett. N.C. 1 (69) 922.

29 Morpurgo - Phys. Lett. 27B (68) 378.

30 Ciafaloni et Menotti - Phys. Rev. 173 (68) 1575.

31 Ball et Zachariasen - Phys. Rev. 170 (68) 1040.

32 Stack - Phys. Rev. 164 (67) 1904.

33 Harte - Phys. Rev. 165 (68) 1557.

34 Wu et Yang - Phys. Rev. 137B (65) 708.

35 Orear - Phys. Rev. Lett. 12 (64) 112.

36 G. Mack - Phys. Rev. 154 (67) 1617.

37 Kastrup - Phys. Rev. 144 (66) 1133.

38 Appelquist et Primack - Phys. Rev. D4 (71) 2454.

39 Jackiw - Annals of Phys. 48 (68) 292.

40 Appelquist et Primack - Phys. Rev. D1 (70) 1144.

41 Jouvet - Phys. Lett. 6 (63) 307.

42 Capper - Phys. Rev. D4 (71) 3777.

43 Dunne- Phys. Rev. 136B (64) 285.

44 Springer tracts in Modern Physics 50 compilation of coupling constants.

45 Jouvet in "Solid State Physics.."the 9th. latin american School of Physics (Saavedra).

46 Gourdin - Mixing and some applications (lectures delivered at the international Conference on quarks models (69))

47 Sakuraï - Phys. Rev. 132 (63) 434.

48 Sakuraï - Phys. Rev. Lett. 9 (62) 472.

49 Adam et Jouvet - N.C. 29 (63) 53.

50 Coleman et Schnitzer - Phys. Rev. 134B (64) 863.

51 Chew, Frautschi, Mandelstam - Phys. Rev. 126 (62) 1202.

52 Kaus, Zachariasen, Phys. Rev. 138 (65) 1304.

53 Diu "Qu'est-ce qu'une particule élémentaire ? (Masson 65).

54 Jouvet dans "Relativite et Quanta , les grandes théories de la physique moderne" (Masson 68).

55 Gell-Mann et Zachariasen - Phys. Rev. 123 (61) 1065.

56 M. Astaud "Groupes de Renormalisations" Thèse n° 3361 (Paris 69).

57 Hill et al - Phys. Rev. Lett. 15 (65) 85.

ACADÉMIE DE PARIS

**UNIVERSITÉ DE PARIS VI**

4, Place Jussieu - 75230 PARIS-CEDEX 05

SERVICE DE LA SCOLARITE

*Bureau des Enseignements du 3e cycle*

TÉLÉPHONE 336-25-25 - 325-12-21

# PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : ES SCIENCES

THESE DE : PHYSIQUES

NOM : BORDES

Prénoms : Gisèle

né le 31 Août 1937 à LA HAYE DESCARTES Dépt : Indre et Loire

1ère THESE : " Mésons vectoriels et facteurs de forme des nucléons ."

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

ésident : M. PERRIN

xaminateurs : M. NATAF

M. JOUVET

M. BIZOT

ACADÉMIE DE PARIS UNIVERSITÉ PARIS VI

Vu et Approuvé

PARIS, le 29 JUIN 1973

Le Président

de l'Université de PARIS VI